COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55.

COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

PUBLIÉS,

CONFORMÉMENT A UNE DÉCISION DE L'ACADÉMIE

EN DATE DU 13 JUILLET 1835,

PAR MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS.

TOME DEUX-CENT-DIX-HUITIÈME.

JANVIER — JUIN 1944.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DES COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1944

ÉTAT DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

AU 1er JANVIER 1944

SCIENCES MATHÉMATIQUES.

Section Ire. — *Géométrie.*

MM.

HADAMARD (*Jacques*-Salomon), C. ✻.
BOREL (Félix-Édouard-Justin-*Émile*), C. ✻, ✠.
CARTAN (*Élie*-Joseph), C. ✻.
JULIA (*Gaston*-Maurice), C. ✻, ✠.
MONTEL (*Paul*-Antoine), O. ✻.
DENJOY (*Arnaud*), O. ✻.

Section II. — *Mécanique.*

DRACH (*Jules*), O. ✻,
VILLAT (*Henri*-René-Pierre), O. ✻.
CAQUOT (*Albert*-Irénée), G. O. ✻, ✠.
PÉRÈS (*Joseph*-Jean-Camille), ✻.
VESSIOT (*Ernest*-Paulin-Joseph), C. ✻.
....

Section III. — *Astronomie.*

DESLANDRES (*Henri*-Alexandre), C. ✻.
ESCLANGON (*Ernest*-Benjamin), O. ✻.
MAURAIN (*Charles*), C. ✻
FAYET (*Gaston*-Jules), ✻.
CHAZY (*Jean*-François). ✻, ✠.
LYOT (*Bernard*-Ferdinand).

Section IV. — *Géographie et Navigation.*

BOURGEOIS (Joseph-Émile-*Robert*), G. C. ✻, ✠.
PERRIER (Antoine-François-Jacques-Justin-*Georges*), G. O. ✻, ✠.
TILHO (*Jean*-Auguste-Marie), G. O. ✻, ✠.

MM.
DURAND-VIEL (*Georges*-Edmond-Just), G. C. ✱, ✠, ✠.
BARRILLON (*Émile-Georges*), C. ✱.
MARTONNE (*Emmanuel*-Louis-Eugène DE), O. ✱.

SECTION V. — *Physique générale.*

BRILLOUIN (Louis-*Marcel*), O. ✱.
COTTON (*Aimé*-Auguste), C. ✱.
FABRY (Marie-Paul-Auguste-*Charles*), C. ✱.
LANGEVIN (*Paul*), G. O. ✱.
JOLIOT (*Frédéric*), O. ✱.
....

SCIENCES PHYSIQUES.

SECTION VI. — *Chimie.*

BERTRAND (*Gabriel*-Émile), C. ✱.
DELÉPINE (Stéphane-*Marcel*), O. ✱.
LESPIEAU (Pierre-Léon-*Robert*), O. ✱.
LEBEAU (*Paul*-Marie-Alfred), O. ✱.
TIFFENEAU (*Marc*-Émile-Pierre-Adolphe), O. ✱.
....

SECTION VII. — *Minéralogie.*

CAYEUX (*Lucien*), O. ✱.
JACOB (*Charles*-François-Étienne), O. ✱, ✠.
MAUGUIN (*Charles*-Victor), O. ✱.
GRANDJEAN (*François*-Alfred), O. ✱.
MARGERIE (*Emmanuel*-Marie-Pierre-Martin JACQUIN DE), O. ✱.
....

SECTION VIII. — *Botanique.*

DANGEARD (*Pierre-Augustin*-Clément), O. ✱.
MOLLIARD (*Marin*), C. ✱.
BLARINGHEM (*Louis*-Florimond), O. ✱.
GUILLIERMOND (Marie-Antoine-*Alexandre*), ✱.
CHEVALIER (*Auguste*-Jean-Baptiste), C. ✱.
SOUÈGES (Étienne-Charles-*René*).

SECTION IX. — *Économie rurale.*

MM.
LECLAINCHE (Auguste-Louis-*Emmanuel*), G. O. ✱.
LAPICQUE (*Louis*-Édouard), C. ✱, ✠.
FOSSE (*Richard*-Jules), ✱.
SCHRIBAUX (Pierre-*Émile*-Laurent), C. ✱.
MOUSSU (Auguste-Léopold, dit *Gustave*), O. ✱.
JAVILLIER (Jean-*Maurice*), O. ✱, ✠.

SECTION X. — *Anatomie et Zoologie.*

BOUVIER (*Louis*-Eugène), C. ✱.
CAULLERY (*Maurice*-Jules-Gaston-Corneille), C. ✱.
PÉREZ (*Charles*), O. ✱.
ROUBAUD (*Émile*-Charles-Camille), O. ✱.
WINTREBERT (*Paul*-Marie-Joseph), ✱.
FAGE (Baptiste-*Louis*), ✱.

SECTION XI. — *Médecine et Chirurgie.*

VINCENT (Jean-*Hyacinthe*), G. C. ✱.
ACHARD (Émile-*Charles*), C. ✱.
GOSSET (*Antonin*-Louis-Charles-Sébastien), G. O. ✱, ✠.
FAURE (*Jean-Louis*), G. ✱.
PORTIER (*Paul*), O. ✱.
BINET (*Léon*-René), O. ✱.

SECRÉTAIRES PERPÉTUELS.

BROGLIE (*Louis*-Victor-Pierre-Raymond, prince DE), O. ✱, pour les Sciences mathématiques.
LACROIX (François-Antoine-*Alfred*), G. O. ✱, pour les Sciences physiques.

ACADÉMICIENS LIBRES.

BROGLIE (Louis-César-Victor-*Maurice*, duc DE), O. ✱.
GRAMONT (*Armand*-Antoine-Auguste-Agénor, duc DE), O. ✱.
MARTIN (*Louis*), G. C. ✱.
GUTTON (Antoine-Marie-*Camille*), C. ✱.
DUCLAUX (*Jacques*-Eugène), ✱, ✠.
ROUSSY (*Gustave*), C. ✱.

MM.

JOLLY (*Justin*-Marie-Jules), O. ✻.
BETHENOD (*Joseph*-Frédéric-Julien), O. ✻.
PÉRARD (*Albert*-Gustave-Léon), O. ✻, ✠.
RAMON (*Gaston*-Léon), C. ✻.

MEMBRES NON RÉSIDANTS.

CUÉNOT (*Lucien*-Claude-Jules-Marie), O. ✻, à Nancy.
CAMICHEL (*Charles*-Moïse), O. ✻, au Cap Dorat, par Lavaur (Tarn).
PICART (Théophile-*Luc*), O. ✻, à Floirac (Gironde).
SERGENT (Étienne-Louis-Marie-*Edmond*), C. ✻, ✠, à Alger.
COTTON (*Émile*-Clément), ✻.
. . . .

APPLICATIONS DE LA SCIENCE À L'INDUSTRIE.

CHARPY (Augustin-*Georges*-Albert), O. ✻, à Paris.
LUMIÈRE (*Louis*-Jean), G. C. ✻, à Bandol (Var).
CLAUDE (*Georges*), O. ✻, ✠, à Vouzon (Loir-et-Cher).
GUILLET (*Léon*-Alexandre), G. O. ✻, à Paris.
ESNAULT-PELTERIE (*Robert*-Albert-Charles), O. ✻, à Boulogne-sur-Seine.
PORTEVIN (*Albert*-Marcel-Germain-René), O. ✻, à Paris.

ASSOCIÉS ÉTRANGERS.

MM.

BORDET (*Jules*-Jean-Baptiste-Vincent), G. C. ✻, à Bruxelles.
WINOGRADSKY (*Serge*), à Brie-Comte-Robert (Seine-et-Marne).
EINSTEIN (*Albert*), à Princeton (New Jersey).
FLEXNER (*Simon*), C. ✻, à New York.
. . . .
. . . .
. . . .
. . . .
. . . .
. . . .
. . . .
. . . .



CORRESPONDANTS.

SCIENCES MATHÉMATIQUES.

SECTION Ire. — *Géométrie* (10).

LA VALLÉE POUSSIN (*Charles*-Jean-Gustave-Nicolas DE), O. ✻, à Louvain.
LARMOR (Sir *Joseph*), à Cambridge (Angleterre).
DICKSON (*Leonard Eugene*), à Chicago.
NÖRLUND (*Niels Erik*), C. ✻, à Copenhague.
BERNSTEIN (*Serge*), à Leningrad.
BIRKHOFF (*George* David), à Cambridge (Massachusetts).
CASTELNUOVO (*Guido*), à Rome.
FABRY (Charles-*Eugène*), ✻, à Saint-Cyr-sur-Mer (Var).
....
....

SECTION II. — *Mécanique* (10).

ROY (*Louis*-Maurice), ✻, à Toulouse.
LOVE (*Augustus Edward Hough*), à Oxford.
HAAG (*Jules*), ✻, à Besançon.
THIRY (*René*-Paul-Eugène), ✻, à Marseille.
RIABOUCHINSKY (*Dimitri* Pavlovitch), à Paris.
THULOUP (Émile-Adrien-*Albert*), O. ✻, à Grasse (Alpes-Maritimes).
BOULIGAND (*Georges*-Louis), ✻, à Paris.
ROY (Paul-Mary-Ferdinand-*Maurice*), ✻, à Paris.
TIMOSHENKO (*Stephen*), à Palo Alto (Californie).
....

SECTION III. — *Astronomie* (10).

FOWLER (*Alfred*), à Londres.
SCHLESINGER (*Frank*), O. ✻, à New Haven (Connecticut).
ADAMS (*Walter Sydney*), à Pasadena (Californie).
BOSLER (*Jean*), ✻, à Marseille.
BERGSTRAND (*Carl Östen* Emanuel), à Uppsala.

MM.

HERTZSPRUNG (*Ejnar*), à Leyde (Pays-Bas).
RUSSELL (*Henry Norris*), à Princeton (New Jersey).
....
....
....

SECTION IV. — *Géographie et Navigation* (10).

HEDIN (*Sven* Anders), à Stockholm.
RICHARD (*Jules*), O. ✻, à Monaco.
VANSSAY DE BLAVOUS (*Pierre*-Marie-Joseph-Félix-Antoine DE), C. ✻, ✠, à Monaco.
VENING MEINESZ (*Felix Andries*), à Amersfoort (Pays-Bas).
POISSON (Victor-Marie-Augustin-*Charles*), ✻, ✠, à Tananarive.
KOCH (*Lauge*), O. ✻, à Copenhague.
LEJAY (*Pierre*), ✠, à Francheville (Rhône).
MARGUET (*Frédéric*-Philippe), C. ✻, à Villeneuve-Loubet (Alpes-Maritimes).
....
....

SECTION V. — *Physique générale* (10).

MILLIKAN (*Robert Andrews*), à Pasadena (Californie).
TOWNSEND (*John* Sealy), ✻, à Oxford.
CABRERA (*Blas* Juan Jose Secundino), à Madrid.
BUISSON (*Henri*-Auguste), O. ✻, ✠, à Marseille.
CABANNES (*Jean*), ✻, ✠, à Paris.
BOHR (*Niels* Henrik David), O. ✻, à Copenhague.
HAAS (*Wander Johannes* DE), O. ✻, à Leyde (Pays-Bas).
HULUBEI (*Horia*), O. ✻, à Bucarest.
REBOUL (*Georges*-Scipion-Antoine), ✻, ✠, à Montpellier.
....

SCIENCES PHYSIQUES.

SECTION VI. — *Chimie* (10).

WALDEN (*Paul*), à Rostock (Allemagne).
RECOURA (*Albert*), O. ✻, à Grenoble.
PASCAL (*Paul*-Victor-Henri), ✻, à Paris.
HOLLEMAN (*Arnold Frederik*), ✻, à Bloemendaal (Pays-Bas).

MM.
NICLOUX (*Maurice*), O. ✻, à Marseille.
DENIGÈS (*Georges*-Noël-Fort), O. ✻, à Bordeaux.
....
....
....
....

SECTION VII. — *Minéralogie* (10).

BIGOT (*Alexandre*-Pierre-Désiré), O. ✻, à Mathieu (Calvados).
LUGEON (*Maurice*), G. O. ✻, à Lausanne.
VERNADSKY (*Wladimir*), à Moscou.
GIGNOUX (*Maurice*-Irénée-Marie), ✻, à Grenoble.
LERICHE (*Maurice*-Henri-Charles), ✻, à Uccle-Bruxelles.
LAPPARENT (Marie-*Jacques* COCHON DE), ✻, à Paris.
MRAZEC (*Ludovic*), C. ✻, à Bucarest.
FOURMARIER (*Paul* Frédéric Joseph), ✻, à Liége (Belgique).
BRAGG (*William Lawrence*), à Cambridge (Angleterre).
....

SECTION VIII. — *Botanique* (10).

LECLERC DU SABLON (Albert-*Mathieu*), ✻, à Vénéjan (Gard).
MAIRE (*René*-Charles-Joseph-Ernest), ✻, à Alger.
PERRIER DE LA BÂTHIE (*Henri*-Alfred-Joseph), ✻, à Saint-Pierre d'Albigny (Savoie).
DEVAUX (*Henri*-Edgard), ✻, à Bordeaux.
BLAKESLEE (*Albert Francis*), à Long-Island (New-York).
DE WILDEMAN (*Émile* Auguste Joseph), à Bruxelles.
TEODORESCO (*Emmanuel* Constantin), à Bucarest.
....
....
....

SECTION IX. — *Économie rurale* (10).

RUSSELL (Sir Edward *John*), à Harpenden (Angleterre).
MARCHAL (*Émile*-Jules-Joseph), à Gembloux (Belgique).
VALLÉE (*Henri*-Pierre-Michel), C. ✻, à Dijon.
TSCHERMAK-SEYSENEGG (*Erich* von), à Vienne (Autriche).
WAKSMAN (*Selman* Abraham), à New Brunswick (New Jersey).
GUINIER (Marie-Joseph-Jean-Baptiste-*Philibert*), O. ✻, à Paris.

MM.

GORINI (*Costantino*), à Milan.

....

....

....

SECTION X. — *Anatomie et Zoologie* (10).

BATAILLON (Jean-*Eugène*), O. ✻, à Castelnau-le-Lez (Hérault).
LÉGER (*Louis*-Urbain-Eugène), O. ✻, à Grenoble.
PELSENEER (*Paul*), O. ✻, à Bruxelles.
BOUIN (André-*Pol*), O. ✻, à Beaumont (Puy-de-Dôme).
GUYÉNOT (*Émile*-Louis-Charles), ✻, à Genève.
CHATTON (*Édouard*-Pierre-Léon), ✻, ✠, à Banyuls-sur-Mer.
PEYERIMHOFF DE FONTENELLE (Marie-*Paul* DE), O. ✻, à Alger.
ANCEL (*Paul*-Albert), ✻, à Clermont-Ferrand.

....

....

SECTION XI. — *Médecine et Chirurgie* (10).

WRIGHT (Sir *Almroth* Edward), à Londres.
SHERRINGTON (Sir *Charles* Scott), à Ipswich (Angleterre).
CARREL (*Alexis*), C. ✻, à New York.
LUMIÈRE (*Auguste*-Marie-Louis-Nicolas), G. O. ✻, à Lyon.
HOLMGREN (*Israël*), C. ✻, à Stockholm.
JEANBRAU (*Émile*-Alexis), C. ✻, à Montpellier.
ARTHUS (Nicolas-*Maurice*), ✻, à Fribourg (Suisse).

....

....

....



COMPTES RENDUS
DES SÉANCES
DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MARDI 4 JANVIER 1944.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND, PUIS DE M. CHARLES MAURAIN.

M. **Gabriel Bertrand**, Président, fait connaître à l'Académie l'état où se trouve l'impression des Recueils qu'elle publie et les changements survenus parmi les Membres, les Associés étrangers et les Correspondants pendant le cours de l'année 1943.

État de l'impression des Recueils de l'Académie au 1er janvier 1944.

Comptes rendus des séances de l'Académie. — Le tome 213 (2e semestre de l'année 1941) a paru avec ses Tables; les tomes 214 (1er semestre de l'année 1942) et 215 (2e semestre de l'année 1942) paraîtront incessamment.

Les numéros du 1er semestre de l'année 1943 ont paru. Les matières des numéros du 2e semestre sont composées, mais les restrictions de papier en retardent le tirage, qui sera fait aussitôt qu'il sera possible. Le volume des Tables générales pour la période 1926-1940, *Auteurs*, est à l'impression.

Mémoires de l'Académie. — Le tome 66 paraîtra prochainement.

Notices et discours. — Le tome 2 est en préparation.

Procès-verbaux des séances de l'Académie des Sciences, tenues depuis la fondation de l'Institut jusqu'au mois d'août 1835.

Un volume de Tables générales est en voie d'achèvement.

Annuaire de l'Académie. — L'Annuaire pour 1944 est sur le point de paraître.

Index biographique des Membres et Correspondants de l'Académie des Sciences. — Une nouvelle édition est en préparation.

Membres décédés depuis le 1er janvier 1943.

Section de Mécanique. — M. **Émile Jouguet**, le 2 avril, à Montpellier.

Section de Botanique. — M. **Henri Colin**, le 21 mars, à Paris.

Associés étrangers. — M. **Thomas Hunt Morgan**, en février, à Pasadena, Californie;

M. **Pieter Zeeman**, le 9 octobre, à Amsterdam.

Membres élus depuis le 1er janvier 1943.

Section de Mécanique. — M. **Ernest Vessiot**, le 29 novembre, en remplacement de M. **Louis de Broglie**, élu Secrétaire perpétuel pour les Sciences Mathématiques.

Section de Physique générale. — M. **Frédéric Joliot**, le 28 juin, en remplacement de M. **Édouard Branly**, décédé.

Section de Botanique. — M. **René Souèges**, le 29 novembre, en remplacement de M. **Henri Colin**, décédé.

Section des Académiciens libres. — M. **Albert Pérard**, le 11 janvier, en remplacement de M. **Alexandre Desgrez**, décédé.

M. **Gaston Ramon**, le 31 mai, en remplacement de M. **Jules-Louis Breton**, décédé.

Section des Membres non résidants. — M. **Émile Cotton**, le 8 novembre, en remplacement de M. **Pierre Weiss**, décédé.

Membres à remplacer.

Section de Mécanique. — M. **Émile Jouguet**, mort à Montpellier, le 2 avril 1943.

Section de Physique générale. — M. **Jean Perrin**, mort à New York, le 17 avril 1942.

Section de Chimie. — M. **Auguste Béhal**, mort à Mennecy (Seine-et-Oise), le 2 février 1941.

Section de Minéralogie. — M. **Charles Barrois**, mort à Sainte-Geneviève-en-Caux, par Auffray (Seine-Inférieure), le 5 novembre 1939.

Section des Membres non résidants. — M. **Paul Sabatier**, mort à Toulouse, le 14 août 1941.

Associés étrangers. — M. **Edmund Beecher Wilson**, mort à New York, le 3 mars 1939;

M. **Waldemar Christofer Brögger**, mort à Boekkelaget, près d'Oslo, le 17 février 1940;

Sir **Joseph John Thomson**, mort le 30 août 1940;

M. **Vito Volterra**, mort à Rome, le 11 octobre 1940;

M. **Tullio Levi-Civita**, mort à Rome, le 29 décembre 1941;

Sir **William Bragg**, mort le 12 mars 1942;

M. **Thomas Hunt Morgan**, mort à Pasadena, Californie, en février 1943;

M. **Pieter Zeeman**, mort à Amsterdam, le 9 octobre 1943.

Correspondants décédés depuis le 1er janvier 1943.

Pour la Section de Géométrie. — M. **David Hilbert**, le 14 février, à Göttingen;

M. **Georges Giraud**, le 16 mars, à Bonny-sur-Loire (Loiret).

Pour la Section de Botanique. — M. **Clodomir Houard**, le 10 août, à Misery, par Coulanges-sur-Yonne (Yonne);

M. **Seiitirô Ikeno**, le 4 octobre, à Tokyo;

M. **Albert Maige**, le 29 novembre, à Lille.

Pour la Section d'Économie rurale. — M. **Édouard Imbeaux**, le 25 juin, à Hyères (Var).

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Jean Sabrazès**, le 30 janvier, à Bordeaux.

M. **Émile Forgue**, le 1er février, à Grave (Ariège);

M. **Alexandre Yersin**, le 1er mars, à Nhatrang, Annam.

Correspondants élus depuis le 1er janvier 1943.

Pour la Section de Physique générale. — M. **Georges Reboul**, le 6 décembre, à Montpellier, en remplacement de M. **Émile Mathias**, décédé.

Pour la Section d'Anatomie et Zoologie. — M. **Paul Ancel**, le 7 juin, à Clermont-Ferrand, en remplacement de M. **Thomas Hunt Morgan**, élu Associé étranger.

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Émile Jeanbrau**, le 16 juin, à Montpellier, en remplacement de M. **Simon Flexner**, élu Associé étranger;

M. **Maurice Arthus**, le 21 juin, à Fribourg, Suisse, en remplacement de M. **Giuseppe Sanarelli**, décédé.

Correspondants à remplacer.

Pour la Section de Géométrie. — M. **Georges Giraud**, mort à Bonny-sur-Loire (Loiret), le 16 mars 1943;

M. **Émile Cotton**, élu membre non résidant, le 8 novembre 1943.

Pour la Section de Mécanique. — M. **Aurel Stodola**, mort à Zurich, le 25 décembre 1942.

Pour la Section d'Astronomie. — M. **Louis Fabry**, mort aux Lecques (Var), le 26 janvier 1939;

Sir **Frank Dyson**, mort en mer, au retour d'un voyage en Australie, le 25 mai 1939;

M. **Edmond Rothé**, mort à Lezoux (Puy-de Dôme), le 28 août 1942.

Pour la Section de Géographie et Navigation. — M. **Jules Schokalsky**, mort le 26 mars 1940;

M. **William Bovie**, mort le 28 août 1940.

Pour la Section de Physique générale. — M. **Charles-Eugène Guye**, mort à Genève, le 15 juillet 1942.

Pour la Section de Chimie. — M. **Marcel Godchot**, mort à Montpellier, le 11 février 1939;

Sir **William Pope**, mort à Cambridge (Angleterre), le 17 octobre 1939;

M. **Frédéric Swarts**, mort à Gand (Belgique), le 6 septembre 1940;

Sir **Robert Hadfield**, mort le 1er octobre 1940.

Pour la Section de Minéralogie. — M. **Giuseppe Cesàro**, mort à Comblain-au-Pont (Belgique), le 20 janvier 1939.

Pour la Section de Botanique. — M. **Clodomir Houard**, mort à Misery, par Coulanges-sur-Yonne (Yonne), le 10 août 1943.

M. **Seiitirô Ikeno**, mort à Tokyo, le 4 octobre 1943;

M. **Albert Maige**, mort à Lille, le 29 novembre 1943.

Pour la Section d'Économie rurale. — M. **François-Xavier Lesbre**, mort à Lyon, le 26 janvier 1942;

M. **Henri Lagatu**, mort à Montpellier, le 31 janvier 1942;

M. **Édouard Imbeaux**, mort à Hyères (Var), le 25 juin 1943.

Pour la Section d'Anatomie et Zoologie. — M. **Albert Vayssière**, mort à Marseille, le 13 janvier 1942;

M. **Auguste Lameere**, mort à Ixelles-lez-Bruxelles, le 6 mai 1942.

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Jean Sabrazès**, mort à Bordeaux, le 30 janvier 1943.

M. **Émile Forgue**, mort à Grave (Ariège), le 1er février 1943;

M. **Alexandre Yersin**, mort à Nhatrang, le 1er mars 1943.

Pour les Sections qui pourront être désignées par l'Académie :

A. — Le Correspondant suivant pour la Section de Mécanique : M. **Joseph Auclair**, mort à Saint-Léger-sur-Roanne, le 12 décembre 1936.

B. — Le Correspondant suivant pour la Section de Chimie : M. **Amé Pictet**, mort à Genève, le 11 mars 1937.

C. — Le Correspondant suivant pour la Section de Physique générale : M. **Camille Gutton**, élu Académicien libre, le 31 janvier 1938.

D. — Le Correspondant suivant pour la Section de Mécanique : M. **John Alexander Low Waddell**, mort à New York, le 3 mars 1938.

E. — Le Correspondant suivant pour la Section de Botanique : M. **Lucien Daniel**, mort à Rennes, le 26 décembre 1940.

F. — Le Correspondant suivant pour la Section de Géométrie : M. **David Hilbert**, mort à Göttingen, le 14 février 1943.

M. **Gabriel Bertrand**, Président sortant, s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères,

Au moment de quitter la présidence que vous m'aviez fait le grand honneur de me confier, j'éprouve le besoin de vous renouveler mes remercîments pour cette marque de confiance et de sympathie à laquelle j'ai été très sensible et que je ne saurai jamais oublier.

Je tiens à remercier aussi MM. Alfred Lacroix et Louis de Broglie, nos très actifs et très dévoués Secrétaires perpétuels, et M. le Secrétaire de l'Académie pour le concours précieux qu'ils m'ont apporté et qui a rendu ma tâche si facile.

Grâce aux démarches et aux efforts qui ont été faits par tous ceux qui en ont la charge, la publication des *Comptes rendus* de nos séances a pu gagner encore un peu sur le retard en lequel elle se trouvait l'année dernière et nous pouvons

espérer, si de nouvelles difficultés ne se présentent pas, qu'elle sera bientôt à jour.

Je profite de la position que j'occupe encore cette minute pour vous adresser, mes chers Confrères, mes meilleurs souhaits pour l'année 1944.

Et je prie mon éminent successeur, M. Charles Maurain, dont je garde toujours le bon souvenir du temps où il était mon Doyen à la Faculté des Sciences, d'occuper le fauteuil présidentiel, ainsi que M. Maurice Caullery, Vice-Président, de venir prendre sa place au bureau.

En prenant possession du fauteuil de la Présidence, M. **Charles Maurain** s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères,

La présidence de l'Académie des Sciences n'est pas une bien lourde charge. Le Président peut compter sur l'expérience, la bienveillance et l'autorité de nos Secrétaires Perpétuels, gardiens vigilants et dévoués des traditions et des intérêts de l'Académie; il a devant lui une longue suite de précieux exemples; enfin, il a fait pendant toute une année un apprentissage, pour moi particulièrement agréable aux côtés de M. Gabriel Bertrand, qui a présidé l'Académie avec tant de bonne grâce, et d'assiduité.

Mais, si elle n'est pas une lourde charge, cette présidence est un bien grand honneur, dont je vous suis redevable. L'Académie n'est-elle pas la haute représentation de la Science française ! En réfléchissant à ce rôle magnifique, je me demandais si l'évolution vertigineuse de la vitesse des transports à l'époque actuelle n'arriverait pas à susciter quelque changement dans les conditions où il s'exerce en nos séances. Les savants qui ont formé, vers le milieu du XVII[e] siècle, un groupement d'où est sortie l'Académie des Sciences, étaient des parisiens; la lenteur des voyages à cette époque n'eût pas permis à des personnes habitant loin de Paris de s'y rendre avec quelque assiduité à des séances régulières. Pendant longtemps, la situation ne s'est guère modifiée : pour transporter les voyageurs d'Orléans à Paris, la poste mettait trois jours vers la fin du XVII[e] siècle, presque deux vers la fin du XVIII[e], et encore une grande demi-journée lorsque les chemins de fer apparurent. Les trains rapides ont mis Orléans à guère plus d'une heure de Paris, et Marseille à neuf heures. Mais voilà que les records de vitesse ont atteint près de 600^{km} à l'heure en automobile, et plus de 750 en avion. Sans doute des difficultés de toutes sortes surgissent, surtout pour l'avion, au départ, à l'arrivée et en route. Mais, en songeant aux progrès réalisés, il est permis d'en espérer d'autres, lorsqu'on pourra consacrer aux recherches de construction quelques bribes des sommes englouties maintenant dans des destructions, et il n'est pas interdit de penser qu'on saura quelque jour venir à Paris de tous les points de la France en des

temps comparables à ceux qu'on mettait naguère encore à y venir de bien des points du département de Seine-et-Oise.

Je suis un peu effrayé de me laisser entraîner à des considérations où l'on pourrait voir percer quelque pointe visant le règlement de l'Académie; ma pensée est moins téméraire; elle est seulement l'espoir que cette évolution des vitesses permettra, en d'autres temps, à un plus grand nombre de savants français d'assister souvent aux séances de l'Académie, à quelque titre que ce soit, et rendra ainsi ces séances encore plus représentatives de la Science française qu'elles ne l'ont été jusqu'à présent.

Actuellement, d'autres pensées nous assiègent. Les recherches expérimentales sont lourdement entravées par la pénurie de matières premières, le défaut de main-d'œuvre dans les ateliers, les vides dans les laboratoires, l'arrêt presque complet des relations avec l'étranger; l'accroissement effrayant des prix rendrait d'ailleurs les crédits très insuffisants. Les publications subissent des restrictions désastreuses, et la communication de la pensée scientifique est réduite et tardive. Devant ces difficultés inouïes, le devoir est de ne pas se laisser abattre et de redoubler de travail et d'ingéniosité pour maintenir, au-dessus des tristesses et des ruines, la vie sereine et fructueuse de la Science. C'est un devoir auquel n'ont pas failli nos laboratoires, soutenus par les encouragements (malheureusement un peu platoniques) de l'Académie, et par l'aide précieuse du Service de la Recherche scientifique, création magnifique de notre grand Confrère Jean Perrin, et qui, après l'évolution et les retouches inévitables à tout organisme nouveau, est dirigé maintenant de manière si heureuse et si dévouée par notre Confrère Charles Jacob.

Donnons à ce devoir tous nos efforts et tout notre cœur, pour la Science et pour la France.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

ASTRONOMIE. — *Sur l'influence de l'expansion de l'Univers et l'absorption internébulaire dans le dénombrement, par magnitudes, des nébuleuses spirales,* Note de M. **Ernest Esclangon**.

Le dénombrement des nébuleuses spirales montre que N, désignant le nombre de ces astres dont les magnitudes sont inférieures ou égales à m, est, d'après Huble, donné par les formules

(1) $\log N = 0,60\,m - 4,45$ pour m inférieur à 18,

(2) $\log N = 0,50\,m - 2,77$ pour m compris entre 18 et 21.

La dérivée $d\log N/dm$ est ainsi *décroissante* lorsque m croît entre 18 et 21.

Dans l'hypothèse d'une *répartition uniforme* de ces astres dans l'espace, au

moins jusqu'aux limites actuelles de visibilité, en les supposant, en outre, de même éclat absolu et en état d'immobilité relative, cette dérivée serait constante et égale à 0,6.

Il se manifeste donc, avec l'observation, un écart notable qu'on a attribué à un effet d'expansion de l'Univers, combiné avec l'influence de la déviation des spectres vers le rouge sur la sensibilité photographique. Il faut toutefois remarquer qu'il ne s'agit pas ici de longueurs d'onde isolées et, qu'une longueur d'onde étant déplacée vers le rouge, une autre peut venir la remplacer, ce qui limite l'effet considéré, lequel est lié, en définitive, à la position et au degré d'étalement du maximum d'intensité dans le spectre.

D'autre part il y a lieu de considérer l'affaiblissement apparent de l'énergie lumineuse résultant de la vitesse de fuite, qui, en augmentant toutes les longueurs d'onde (et les périodes de vibration), diminue ainsi l'énergie totale incidente.

Pour ces raisons, nous représenterons l'ensemble de ces effets par le facteur $1/[1+(v/c)]^{2p}$ (v vitesse de fuite, c vitesse de la lumière), forme analytique qui, étant donnée la petitesse relative de v/c, ne nuit en rien à la généralité.

De plus nous introduirons une *absorption* (ou déperdition) éventuelle dans les espaces internébulaires, représentée en fonction de la distance r par un facteur $e^{-2\beta r}$.

Soit donc r_0 la distance d'une nébuleuse à une époque origine $t_0 = 0$; sa distance à l'époque t sera donnée par

$$(3) \qquad r = r_0 e^{\alpha t}, \qquad \text{avec } v = \frac{dr}{dt} = \alpha r.$$

Si nous prenons comme unité de temps le *million d'années*, comme unité de distance le *million d'années lumière*, la vitesse c de la lumière devient égale à *un* et α est sensiblement égal à 6.10^{-4}, le produit αr restant inférieur à $1/7$ dans les limites actuelles de visibilité des nébuleuses.

Supposons les nébuleuses de même éclat absolu I mesuré pour chacune d'elles à une distance invariable, égale à l'unité. L'éclat apparent i d'un tel astre, de magnitude m, sera donné par

$$(4) \qquad \frac{I}{i} = 10^{0,4(m-\mu)},$$

μ désignant la magnitude absolue définie par I (à l'unité de distance) [1].

Considérons les nébuleuses vues à l'époque t avec la magnitude m. Les rayons lumineux parvenant à l'époque t sont partis de ces astres à une époque θ et pour laquelle on a $r = r_0 e^{\alpha\theta}$.

---

[1] Cette magnitude absolue moyenne (à un million d'années lumière) paraît se placer aux environs de 8,6 pour la magnitude photographique, de 7,5 pour la magnitude visuelle,

D'autre part l'éclat apparent de ces nébuleuses sera défini par

$$(5)\qquad \frac{I}{i} = 10^{0,4(m-\mu)} = \varphi(r),$$

sans faire, pour l'instant, aucune hypothèse particulière sur $\varphi(r)$.

Soit $r = \Phi(m)$ la fonction inverse tirée de (5). On aura donc

$$(6)\qquad r = r_0 e^{\alpha\theta} = \Phi(m).$$

D'autre part, dans l'intervalle de temps $t - \theta$, le rayon lumineux a parcouru la distance r; d'où

$$(7)\qquad t - \theta = r_0 e^{\alpha\theta} = \Phi(m)$$

et, par élimination de θ entre (6) et (7),

$$(8)\qquad r_0 = e^{-\alpha t}\Phi(m)e^{\alpha\Phi(m)}.$$

La répartition étant uniforme, le nombre N des nébuleuses, vues à l'époque t avec une magnitude inférieure ou égale à m, sera proportionnel à r_0^3, de sorte que l'on aura

$$(9)\qquad \log N = -3\alpha t \log e + 3\log\Phi(m) + 3\alpha\Phi(m)\log e + \text{const.}$$

Les nombres N diminuent quand t augmente. En un million d'années ils se réduiraient de près de 2/1000 de leur valeur.

Si nous prenons comme origine du temps l'époque actuelle ($t = t_0 = 0$), on aura donc

$$(10)\qquad \log N = 3\log\Phi(m) + 3\alpha\Phi(m)\log e + \text{const.}$$

Il s'agit maintenant d'expliciter $\Phi(m)$. D'après ce qui a été dit ci-dessus, nous pourrons écrire

$$(11)\qquad \frac{i}{I} = \frac{e^{-2\beta r}}{r^2(1+\alpha r)^{2p}}, \qquad \text{ou} \qquad r(1+\alpha r)^p e^{\beta r} = 10^{0,2(m-\mu)},$$

ce qui définit la fonction $r = \Phi(m)$. L'exposant positif p serait au moins égal à *un* s'il s'agissait d'une radiation monochromatique; comme il s'agit d'un ensemble de radiations dont la plaque photographique ne recueille qu'une bande, il peut s'établir une compensation partielle, malgré le déplacement de la totalité du spectre vers le rouge.

En remplaçant $\Phi(m)$ par sa valeur, définie par (11), on obtient ainsi

$$(12)\qquad \frac{d\log N}{dm} = 0,6\,\frac{(1+\alpha r)^2}{1+[(p+1)\alpha+\beta]r+\alpha\beta r^2},$$

$$(13)\qquad \frac{d^2\log N}{dm^2} = [[(p+1)\alpha-\beta]\alpha r-[(p-1)\alpha+\beta]]\times\frac{0,12.\mathrm{L}10.r(1+\alpha r)^2}{[1+[(p+1)\alpha+\beta]r+\alpha\beta r^2]^3}.$$

Nous avons à exprimer maintenant que, pour les magnitudes élevées, 20 par exemple [ce qui correspond sensiblement à $r_1 = 167$, $\alpha r_1 = (1/10)$], l'expres-

sion (12) est égale à 0,50 et qu'elle est décroissante. On obtient ainsi

$$(14) \qquad \beta r_1 = 0,2 + 1,2\alpha r_1 - \frac{p\alpha r_1}{1+\alpha r_1} = \frac{3,5-p}{11},$$

$$(15) \qquad p - 0,2\left(1+\frac{1}{\alpha r_1}\right)^2 = p - 24 < 0;$$

ce qui donne comme seule condition d'inégalité $p < 3,5$, car β doit être positif. La discussion montre d'ailleurs que, si $p > 1$, la fonction (12) passe par un minimum au delà de $r = r_1$. La solution $\beta = 0$ n'est pas exclue, mais elle déterminerait nécessairement p, qui serait voisin de 3,5, valeur qui paraît un peu élevée.

En faisant $p = 0$, la relation (14) fournit un maximum pour β, à savoir $\beta = 1/525$. Dans les conditions de ce maximum, une nébuleuse située à 250 millions d'années lumière perdrait, du fait de l'absorption, les 6/10 de son éclat; à un million d'années lumière, la perte serait seulement des 4/1000.

En résumé, cette discussion montre que la représentation des observations est compatible avec l'existence d'une absorption (ou déperdition) internébulaire, et même, qu'une telle hypothèse ne peut être écartée qu'en supposant, pour les plaques photographiques utilisées pour les dénombrements, une forte perte de sensibilité par déplacement des spectres vers le rouge.

Il est à remarquer enfin que, si la vitesse de fuite devait être regardée comme inexistante ($\alpha = 0$), et dans l'hypothèse d'une répartition uniforme, l'existence d'une absorption internébulaire s'imposerait absolument [formule (4)], avec $\beta r_1 = 0,2$, c'est-à-dire β voisin de 1/800.

Le problème pourra être plus grandement éclairci lorsqu'auront pu être prolongés les dénombrements de nébuleuses plus lointaines. A ce point de vue, comme en tant d'autres, le grand télescope de 5ᵐ d'ouverture, en préparation aux États-Unis, donnera des possibilités nouvelles.

Toutefois une question se pose. En admettant qu'on dispose de télescopes infiniment puissants et que des nébuleuses puissent atteindre des vitesses égales à celle de la lumière, resteront-elles visibles? Avec les anciennes théories de la lumière, la réponse ne serait pas douteuse; elles resteraient visibles. Avec les théories actuelles, jointes à celle de la relativité, on obtient des conclusions discordantes suivant la manière dont le problème est envisagé.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Amédée Fayol. *Philippe Lebon, inventeur du gaz d'éclairage.* Préface de Jérôme et Jean Tharaud (présenté par M. Joseph Bethenod).

THÉORIE DES NOMBRES. — *Remarques arithmétiques en connexion avec le dernier théorème de Fermat.* Note de M. **Charles Pierre.**

I. On sait que l'on ne peut avoir $x^P + y^P = z^P$, P étant premier, qu'à la condition d'avoir

$$(x+y)^P - x^P - y^P \equiv 0 \pmod{P^2}. \tag{1}$$

Je me propose d'envisager quelques aspects du problème suivant : si P est de la forme $6k-1$, est-il possible que la congruence (1) soit vérifiée par des nombres tous premiers avec P?

Ainsi que l'a montré Cauchy [1], le premier membre de (1) peut se développer

$$(x+y)^P - x^P - y^P = Pxy(x+y)(x^2+xy+y^2)^\alpha \Phi_P(x, y) \quad \begin{cases} \alpha = 1, & \text{si } P = 6k-1; \\ \alpha = 2, & \text{si } P = 6k+1. \end{cases}$$

Pour que (1) soit vérifiée pour des entiers $x, y, x+y$ premiers avec P, il faut que l'on ait soit

$$x^2 + xy + y^2 \equiv 0 \pmod{P}, \tag{2}$$

soit

$$\Phi_P(x, y) \equiv 0 \pmod{P}. \tag{3}$$

Si $P = 6k+1$, (2) est toujours possible. Mais, si $P = 6k-1$, (2) n'est pas possible. Il suffit donc que (3) soit impossible pour que $x^P + y^P = z^P$ ne puisse être résolu en nombres entiers premiers avec P si $P = 6k-1$.

II. $\Phi_P(x, y)$ peut se développer selon la formule de Waring [2] appliquée aux racines de l'équation

$$[X + (x+y)][X - x][X - y] = X^3 - (x^2+xy+y^2)X + xy(x+y) = 0.$$

On a

$$\begin{aligned} \Phi_P(x, y) = {} & (x^2+xy+y^2)^{3\left[\frac{P\pm1}{6}-1\right]} + \ldots \\ & + \frac{[P-(2p+1)][P-(2p+3)]\ldots[P+5-6p]}{2^{2(p+1)}(2p-1)!} \\ & \times (x^2+xy+y^2)^{3\left[\frac{P\pm1}{6}-p\right]}[x^2y^2(x+y)^2]^{p-1}\ldots. \end{aligned}$$

Si nous posons $(x^2+xy+y^2)^3 + Nx^2y^2(x+y)^2 \equiv 0 \pmod{P}$, il est clair que, pour démontrer l'impossibilité de $\Phi_P(x, y) \equiv 0 \pmod{P}$, il suffit de démontrer l'incompatibilité des congruences

$$\left\{ \begin{aligned} & \Phi_P(N) \equiv N^{\frac{P\pm1}{6}-1} + \ldots - (-1)^p \frac{[P-(2p+1)][P-(2p+3)]\ldots[P+5-6p]}{2^{2(p-1)}(2p-1)!} N^{\frac{P\pm1}{6}-p} \ldots \equiv 0 \\ & (x^2+xy+y^2)^3 + Nx^2y^2(x+y)^2 \equiv 0. \end{aligned} \right\} \pmod{P}, \tag{4}$$

---

(1) *Comptes rendus*, 9, 1839, p. 362.

(2) Serret, *Algèbre supérieure*, 4e édit., I, p. 449, formule (8).

Afin de transformer la seconde condition nous établirons deux théorèmes :

1[er] **Théorème.** — *Pour que la congruence*

$$(x^2+xy+y^2)^3+\mathrm{N}x^2y^2(x+y)^2 \equiv 0 \quad (\bmod \mathrm{P})$$

soit possible, il faut et il suffit que la congruence $\mathrm{X}^3+\mathrm{NX}+\mathrm{N}\equiv 0 (\bmod \mathrm{P})$ *ait au moins deux solutions distinctes.*

Supposons que $\mathrm{X}^3+\mathrm{NX}+\mathrm{N}\equiv 0$ ait au moins deux racines distinctes. Ses racines seront a, b et $-(a+b)$ et l'on aura

$$a^2+ab+b^2 \equiv -\mathrm{N} \qquad \text{et} \qquad ab(a+b)\equiv \mathrm{N},$$

d'où

$$(a^2+ab+b^2)^3+\mathrm{N}a^2b^2(a+b)^2 \equiv 0 \quad (\bmod \mathrm{P}).$$

La condition est donc suffisante. Elle est nécessaire. Soient en effet deux entiers x et y tels que

$$xy(x+y)\not\equiv 0, \quad (x^2+xy+y^2)^3+\mathrm{N}x^2y^2(x+y)^2\equiv 0.$$

Soit la congruence $\mathrm{X}^3+p\mathrm{X}+q\equiv 0$ admettant les racines δx, δy et $\delta(x+y)$. Si l'on prend $\delta(x+y)xy-(x^2+xy+y^2)\equiv 0$ il est aisé de voir que l'on aura $p\equiv q\equiv \mathrm{N}$. La congruence $\mathrm{X}^3+\mathrm{NX}+\mathrm{N}\equiv 0(\bmod \mathrm{P})$ admet donc au moins deux racines distinctes.

2[e] **Théorème.** — *Étant donné un premier* $\mathrm{P}=6k\pm 1$, *l'étude de la congruence* $\mathrm{X}^3+p\mathrm{X}+q\equiv 0(\bmod \mathrm{P})$ *dépend uniquement de l'étude du nombre*

$$\mathrm{N}\equiv \frac{p^3}{q^2}(\bmod \mathrm{P}).$$

1° *Si* $-(4\mathrm{N}+27)$ *est non résidu quadratique de* P, *la congruence a une solution et une seule* $<\mathrm{P}$ (³).

2° *Si* $4\mathrm{N}+27\equiv 0$ (*mod* P) *la congruence a deux solutions distinctes* $<\mathrm{P}$.

3° *Si* $-(4\mathrm{N}+27)$ *est résidu quadratique de* P *et si* N *est solution de la congruence*

$$\Psi_\mathrm{P}(\mathrm{N})\equiv \mathrm{N}^{\frac{\mathrm{P}\pm 1}{6}-1}-3\frac{(\mathrm{P}-5)(\mathrm{P}-7)}{4.6}\mathrm{N}^{\frac{\mathrm{P}\pm 1}{6}-2}$$
$$-(-1)^p(2p-1)\frac{[\mathrm{P}-(2p+1)][\mathrm{P}-(2p+3)]\ldots[\mathrm{P}+5-6p]}{2^{2(p-1)}(2p-1)!}\mathrm{N}^{\frac{\mathrm{P}\pm 1}{6}-1}\ldots\equiv 0 \quad (\mathrm{P}),$$

la congruence a trois solutions distinctes $<\mathrm{P}$.

4° *Si* $-(4\mathrm{N}+27)$ *est résidu quadratique de* P *sans que* N *soit solution de* $\psi_\mathrm{P}(\mathrm{N})\equiv 0(\bmod \mathrm{P})$, *la congruence n'a pas de solution.*

5° *Il y a k valeurs de* N *pour lesquelles la congruence a plusieurs solutions distinctes et 2 k valeurs de* N *pour lesquelles elle n'a pas de solution.*

V. L'étude de la congruence $\Phi_\mathrm{P}(x, y)\equiv 0$ $(\bmod \mathrm{P})$ est ainsi ramenée à

(³) *Bull. Amer. Math. Soc.*, **13**, 1907, pp. 1 à 8.

l'étude des systèmes de congruence

$$\text{(A)} \qquad \Phi_P(N) \equiv 0, \quad \Psi_P(N) \equiv 0 \quad (\text{mod } P)$$
$$\text{(B)} \qquad \Phi_P(N) \equiv 0, \quad 4N + 27 \equiv 0 \quad (\text{mod } P),$$

où $\Phi_P(N)$ et $\Psi_P(N)$ sont des polynomes de même puissance dont les coefficients des termes de même rang sont liés par une relation simple.

En particulier l'étude du système (B) permet de voir facilement qu'il ne peut être vérifié que si $2^{P-1} \equiv 1 (\text{mod } P^2)$ est possible, condition déjà énoncée et démontrée par Wieferich, Frobenius, Mirimanoff et Fortwängler mais d'une façon fort différente. Or jusqu'à présent cette congruence n'a été vérifiée que pour $P = 1093$, qui est de la forme $6k + 1$. Il est donc permis de penser que les congruences (B) sont incompatibles pour $P = 6k - 1$; mais c'est une simple conjecture qu'il resterait à démontrer.

Quant au système (A), des vérifications effectuées jusqu'à $P = 500$ portent à croire qu'il n'est jamais vérifié quel que soit P premier; c'est une autre conjecture à démontrer.

Quoi qu'il en soit, il est permis de penser que l'étude des systèmes de congruences (A) et (B) permettra de savoir si l'équation de Fermat peut être résolue ou non, en nombres entiers tous premiers avec P, si P est de la forme $6k - 1$.

GÉOMÉTRIE. — *Sur la géométrie du tétraèdre.*
Note de M. **Victor Thébault**, présentée par M. Élie Cartan.

Soient a, a', b, b', c, c' les longueurs des arêtes BC, DA, CA, DB, AB, DC et les dièdres correspondants, et A, B, C, D les aires des faces, V le volume du tétraèdre fondamental $T \equiv ABCD$.

1. Projetons orthogonalement un point A_1 de la face BDC de T en B_1 sur la face CDA, puis projetons B_1 en D_1 sur CBA, D_1 en C_1 sur BDA et C_1 en A_2 sur BDC. (Pour fixer les idées, on suit le sens positif BDC sur le périmètre du triangle BDC dans la succession des faces CDA, BAC, DAB.)

La condition nécessaire et suffisante pour que le contour polygonal des vecteurs $\overrightarrow{A_1B_1}$, $\overrightarrow{B_1D_1}$, $\overrightarrow{D_1C_1}$, $\overrightarrow{C_1A_2}$ se ferme en $A_2 \equiv A_1$ est que ces vecteurs soient proportionnels aux aires B, D, C, A des faces sur lesquelles ils sont perpendiculaires. Si un quadrangle gauche $Q_1 \equiv A_1B_1D_1C_1$, associé à un tétraèdre T dont le *premier* point de Lemoine est K, remplit cette condition, les plans normaux aux côtés A_1B_1, B_1D_1, D_1C_1, C_1A_1, en leurs milieux, concourent au centre de la sphère circonscrite au tétraèdre $T_1 \equiv A_1B_1D_1C_1$ qui coïncide avec le point K dont les coordonnées normales, par rapport à T, sont proportionnelles à C_1A_1, A_1B_1, D_1C_1, B_1D_1; de sorte que $C_1A_1 = 2KK_a$, $A_1B_1 = 2KK_b$, $D_1C_1 = 2KK_c$, $B_1D_1 = 2KK_d$, K_a, K_b, K_c, K_d étant les projections de K sur les faces de T. Le tétraèdre T étant donné, on construit aisément le quadrangle Q_1. Il y a trois quadrangles gauches

$$Q_1 \equiv A_1B_1D_1C_1, \qquad Q_2 \equiv A_2C_2B_2D_2, \qquad Q_3 \equiv A_3D_3C_3B_3,$$

orthogonalement inscrits à T, et si l'on parcourt le périmètre du triangle BDC dans le sens opposé, on en détermine trois autres Q'_1, Q'_2, Q'_3.

Les angles A_1, B_1, D_1, C_1 de Q_1 sont égaux à c', b, c, b'. Les diagonales B_1C_1, A_1D_1 sont perpendiculaires et inversement proportionnelles aux plus courtes distances des arêtes AB et DC, AC et DB et l'on parvient à des conclusions analogues pour les angles et les diagonales de Q_2 et Q_3. On a donc

$$A_1C_1 = A_2D_2 = A_3B_3 = 2KK_a, \qquad B_1A_1 = B_2C_2 = B_3C_3 = 2KK_b,$$
$$C_1D_1 = C_2A_2 = C_3D_3 = 2KK_c, \qquad D_1B_1 = D_2B_2 = D_3A_3 = 2KK_d,$$
$$A_1D_1 = C_2D_2 = k(A^2 + C^2 - 2AC\cos b')^{\frac{1}{2}} = k(B^2 + D^2 - 2BD\cos b)^{\frac{1}{2}} = (kbb'\sin\theta) : 2,$$
$$B_1C_1 = A_3C_3 = \ldots, \qquad A_2B_2 = B_3D_3 = \ldots,$$

θ étant l'angle des arêtes CA et DB et $k = 6V : (A^2 + B^2 + C^2 + D^2)$.

2. Théorème. — *Dans tout tétraèdre* $T \equiv ABCD$, *les sommets des deux quadrangles gauches orthogonalement inscrits* Q_1 *et* Q'_1, Q_2 *et* Q'_2, Q_3 *et* Q'_3 *sont respectivement huit points d'une même sphère centrée au premier point de Lemoine* K (secondes sphères de Lemoine).

En effet les tétraèdres $T_1 \equiv A_1B_1D_1C_1$ et $T'_1 \equiv A'_1C'_1D'_1B'_1$, ayant leurs arêtes homologues égales et parallèles, sont égaux; leurs sphères circonscrites (K_1) et (K'_1) sont égales et coïncident, puisqu'elles sont centrées au premier point de Lemoine K (I). De même les tétraèdres $T_2 \equiv A_2C_2B_2D_2$ et $T'_2 \equiv A'_2D'_2B'_2C'_2$ sont inscrits dans une sphère (K_2), de centre K, et les tétraèdres $T_3 = A_3D_3C_3B_3$ et $T'_3 \equiv A'_3B'_3C'_3D'_3$ dans une sphère (K_3), de centre K. Les tétraèdres T_1 et T'_1, T_2 et T'_2, T_3 et T'_3 sont symétriques par rapport à K.

Pour que quatre tétraèdres T_1, T'_1, T_2, T'_2 soient inscrits dans une même sphère de centre K, il faut et il suffit que les dièdres (A_1D_1) et (C_2D_2) soient droits, ce qui exige que les arêtes CA et DB de T soient rectangulaires. Si deux autres arêtes opposées sont rectangulaires, c'est-à-dire si T est *orthocentrique*, les six tétraèdres T_1, T'_1, ..., T_3, T'_3 sont inscrits dans une même sphère de centre K. Le rayon de la sphère circonscrite au tétraèdre T_1 est

$$\rho_1 = \frac{1}{4} kbb'\sin\theta\left[\frac{1}{\sin^2\theta}(\cot b' - \cot b\cos\theta)^2 + \frac{1}{\sin^2 b}\right]^{\frac{1}{2}},$$

et l'on a des expressions analogues pour les rayons ρ_2 et ρ_3 des sphères circonscrites à T_2, T_3. Dans le cas où T est *orthocentrique*,

$$\rho_1 = \frac{2ABCD}{3V(A^2 + B^2 + C^2 + D^2)}(1 - \cos b\cos b')^{\frac{1}{2}} = \rho_2 = \rho_3,$$

car, dans cette hypothèse, $\cos a\cos a' = \cos b\cos b' = \cos c\cos c'$.

N. B. — 1° Dans un tétraèdre orthocentrique T où ω_a, ω_b, ω_c, ω_d sont les demi-angles au sommet des cônes de révolution, de sommet K, passant par les intersections de la sphère (K) de Lemoine avec les faces BCD, CDA, DAB, ABC, on a en outre

$$A : B : C : D = \cos\omega_a : \cos\omega_b : \cos\omega_c : \cos\omega_d.$$

2ᵉ Les tétraèdres T_1, T_2, T_3, dont deux dièdres supplémentaires sont compris entre deux faces égales chacune à chacune, sont équivalents.

3. Les contours $D_1A_1B_1C_1$, $A_1B_1C_1D_1$, $B_1C_1D_1A_1$, $C_1D_1A_1B_1$, projetés orthogonalement sur D_1A_1, A_1B_1, B_1C_1, C_1D_1, donnent

$$\overline{D_1A_1}=\overline{A_1B_1}\cos c'+\overline{B_1C_1}\cos b'+\overline{C_1D_1}\cos a,\qquad \overline{A_1B_1}=\overline{B_1C_1}\cos a'+\overline{C_1D_1}\cos b+\overline{D_1A_1}\cos c',$$
$$\overline{B_1C_1}=\overline{D_1A_1}\cos a'+\overline{A_1B_1}\cos a'+\overline{C_1D_1}\cos c,\qquad \overline{C_1D_1}=\overline{D_1A_1}\cos a+\overline{A_1B_1}\cos b+\overline{B_1C_1}\cos c.$$

Or, dans le tétraèdre T,

$$\begin{aligned} A &= B\cos c' + C\cos b' + D\cos a, & B &= C\cos a' + A\cos c' + D\cos b,\\ C &= A\cos b' + B\cos a' + D\cos c, & D &= A\cos a + B\cos b + C\cos c. \end{aligned}\qquad (1)$$

Il en résulte, $A=k.D_1A_1$, $B=k.A_1B_1$, $C=k.B_1C_1$, $D=k.C_1D_1$.

Étant donnés la longueur D_1B_1 et l'angle des plans $D_1A_1B_1$ et $D_1B_1C_1$ (paramètres arbitraires), pour construire T, connaissant les aires A, B, C, D des faces, on construira le quadrangle gauche $D_1A_1B_1C_1$; les plans perpendiculaires en A_1, B_1, C_1, D_1 à D_1A_1, A_1B_1, B_1C_1, C_1D_1 déterminent un tétraèdre T′ semblable au tétraèdre T de faces A, B, C, D. Le tétraèdre T sera le transformé de T′ par une homothétie convenable. Le volume du tétraèdre T obtenu par cette construction varie de 0 à ∞.

On peut encore, dans les équations (1), se donner arbitrairement deux des dièdres de T; par là-même les deux autres sont déterminés. La construction d'un tétraèdre dont on connaît les aires des faces est donc *doublement indéterminée*.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Correspondance des fonctions de fonctions dans des transformations fonctionnelles définies par généralisation de la transformation de Laplace.* Note de M. **Marcel Bayard**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Les correspondances de Laplace, de Fourier et leurs inverses font correspondre à une fonction originelle $F(y)$ une fonction transformée $f(x)$ par des mécanismes opératoires qui rentrent dans la définition plus générale suivante :

Étant donné un opérateur, que nous désignerons par $\underset{y}{\mathbf{H}}$, dont l'action sur le produit de deux fonctions $M(x,y)$ et $F(y)$ est de faire disparaître la variable y, la fonction $f(x)$ résultat de cette opération

$$f(x)=\underset{y}{\mathbf{H}}\{M(x,y).F(y)\}$$

peut être dite la fonction transformée de F par l'action de l'opérateur **H** et du noyau M; écrivons-la suivant une notation déjà utilisée pour la transformation de Laplace-Carson (cf. *Mémorial des Sciences mathématiques*, fascicule C, *Formulaire pour le calcul symbolique*, par MM. Mc Lachlan et Pierre Humbert)

$$f(x)\subset F(y).$$

On observe en particulier que toute équation intégrale de 1re espèce de Volterra ou de Fredholm définit une transformation rentrant dans la définition ci-dessus, l'opérateur étant alors

$$\int^{b} dy \quad \text{ou} \quad \int_{0}^{x} dy$$

et $M(x, y)$ le noyau de l'équation intégrale.

Le problème de la correspondance des fonctions de fonctions est le suivant : connaissant la correspondance $f(x) \subset F(y)$, trouver la fonction $F_G(y)$ qui correspond à $f[g(x)]$ soit $F_G(y) \supset f[g(x)]$, $g(x)$ étant une fonction donnée.

Les définitions et les hypothèses faites s'écrivent

$$(1) \qquad f[g(x)] = \underset{y}{\mathbf{H}}\{F_G(y).M(x, y)\} = \underset{z}{\mathbf{H}}\{F(z).M[g(x), z]\}.$$

Nous chercherons une solution de la forme

$$F_G(y) = \underset{z}{\mathbf{H}}\{F(z).\Gamma(y, z)\};$$

en portant dans la première expression (1), on obtient

$$(2) \quad f[g(x)] = \underset{y}{\mathbf{H}}\{M(x, y).\underset{z}{\mathbf{H}}[F(z).\Gamma(y, z)]\} = \underset{z}{\mathbf{H}}\{F(z).\mathbf{H}[\Gamma(y, z).M(x, y)]\},$$

sous la seule réserve que *l'opération* **H** *est commutative*.

La comparaison de (1) et (2) donne la solution par une égalité qui ne contient pas $F(y)$ soit

$$M[g(x), z] = \underset{y}{\mathbf{H}}\{\Gamma(y, z).M(x,y)\},$$

c'est-à-dire par la correspondance

$$M[g(x), z] \subset \Gamma(y, z)$$

qui définit la fonction auxiliaire Γ permettant d'assurer dans la fonction transformée le remplacement de la variable x par la fonction $g(x)$.

Le résultat obtenu est applicable à la transformation de Laplace-Carson, sur laquelle est fondé le calcul symbolique de Heaviside,

$$f(x) = \int_0^{\infty} dy.x\,e^{-xy}.F(y).$$

La fonction correspondante $F_G(y)$ de $f[g(x)]$ sera donnée par

$$F_G(y) = \int_0^{\infty} F(z).\Gamma(y, z)\,dz,$$

la fonction auxiliaire Γ étant définie par l'équation intégrale

$$(3) \qquad g(x)\,e^{-z.g(x)} = \int_0^{\infty} x\,e^{-xy}\Gamma(y, z)\,dy.$$

Par suite toute correspondance connue, contenant un paramètre z et du type

$$g(x)\,e^{-z.g(x)} \subset \Gamma(y, z),$$

fournira la connaissance de nouvelles correspondances

$$f[g(x)] \subset \int_0^\infty F(z).\Gamma(y, z)\, dz.$$

Étant donnée la fonction $g(x)$, l'équation (3) est une équation intégrale de Laplace-Abel qui peut être résolue par des moyens classiques. En particulier la solution peut être exprimée par une série entière en z dont les coefficients sont (à des facteurs numériques près) les fonctions $G_n(y)$ qui correspondent aux puissances $n^{\text{ièmes}}$ de $g(x)$, lesquelles sont connues, si l'on connaît

$$G(y) \supset g(x).$$

La transformation de $f[g(x)]$ se trouve ainsi ramenée à la connaissance des transformées de $f(x)$ et de $g(x)$.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur le calcul thermodynamique des caractéristiques des ondes explosives dans les mélanges gazeux.* Note [1] de M. **Numa Manson**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons repris les calculs de Jouguet [2] relatifs aux caractéristiques des ondes explosives en tenant compte des réactions de dissociation dont les produits de combustion peuvent être le siège et en utilisant les données thermodynamiques récentes sur les gaz aux températures élevées. Les calculs ont été conduits de la manière suivante : après avoir calculé pour les produits de combustion des mélanges étudiés, les valeurs des enthalpies ΔH pour diverses températures et pressions [3], nous avons déterminé point par point l'adiabatique dynamique de ces produits en résolvant graphiquement le système d'équations

$$\Delta H_1^2 = L_p + \frac{n_1 RT_1}{2} \frac{\mu + 1}{\mu} [\varpi - 1] \quad (^4), \qquad \varpi = \frac{n_2 T_2}{n_1 T}.$$

Ayant ensuite tracé dans un plan p, σ, l'adiabatique dynamique A, nous avons obtenu : 1° les caractéristiques de l'onde explosive, en menant par le point $p_1 \sigma_1$, représentatif de l'état initial, la tangente à la courbe A ; 2° les carac-

---

(1) Séance du 27 décembre 1943.

(2) Jouguet, *Mécanique des explosifs*, Paris, 1917, p. 328; *Comptes rendus*, **181**, 1925, p. 548.

(3) Ce calcul a été fait suivant la méthode de G. Ribaud (*Chal. et Ind.*, juin-juillet 1937) pour le calcul des chaleurs totales d'échauffement.

(4) Cette équation a été déduite de l'équation donnée par Jouguet (1) dont nous adoptons les notations (p. 268, Ouv. cité) en tenant compte des relations thermodynamiques qui lient l'énergie interne U à l'enthalpie H et les pouvoirs calorifiques L_v à v const. et L_p à p const.

téristiques de la combustion à volume constant, en menant par ce point $p_1\sigma_1$ la droite $\sigma = \text{const.}$; 3°. les caractéristiques de la combustion à pression constante, en menant toujours par ce même point $p_1\sigma_1$ la droite $p = \text{const.}$

Les mélanges étudiés étaient $H^2 + 0{,}5 O^2 + 2{,}5 N^2$ [*A*], $C^2H^2 + O^2 + 4N^2$ [*B*], $CO + 0{,}5 O^2$ [*C*], $C^2H^2 + O^2$ [*D*], C^2H^2 [*E*] (5), et nous avons tenu compte des dissociations suivantes: $2H^2O \rightleftharpoons 2H^2 + O^2 - 115{,}2$ Kcal; $2H^2O \rightleftharpoons 2OH + H^2 - 128$ Kcal; $H^2 \rightleftharpoons 2H - 103{,}4$ Kcal; $O^2 \rightleftharpoons 2O - 117{,}5$ Kcal pour le mélange [*A*] (6); $2CO^2 \rightleftharpoons 2CO + O^2 - 135{,}2$ Kcal et $O^2 \rightleftharpoons 2O$ pour le mélange [*C*], et $H^2 \rightleftharpoons 2H$ pour les mélanges [*B*], [*D*] et [*E*].

Le tableau I résume les résultats de nos calculs dans les cas où les mélanges sont initialement à la pression $p_1 = 1$ atm. et à la température $T_1 = 288°$K (7).

TABLEAU I.

Mélange		*A.*	*B.*	*C.*	*D.*	*E.*	
L_p K cal/mol.		57,6	109,4	67,6	109,6	56,4	Onde explosive
T_2 °K		2720	3110	3400	4560	3350	
p_2 atm.		15,25	21,9	16,3	50,3	23,3	
D_1 m/s	calc.	1820	2020	1750	2960	2070	
	mes.	1822 (8)	2015 (10)	1740 (11)	2920 (12)	2135 (11)	
		1840 (9)		1795 (11)	2961 (12)	2160 (11)	
T_2 °K		2550	2730	3270	4200	3180	V = const.
p_2 atm.		7,85	11,1	9,3	24,8	11,5	
T_2 °K		2140	2240	2955	3340	2850	P = const.
				2960 (13)	3335 (14)		

Les tableaux II et III montrent l'influence de la température T_1 et de la pression p_1 initiales. En accord avec les observations (8), la célérité D_1 croît avec la pression p_1. Il est à noter que ce fait ne peut pas être mis en évidence par le calcul si l'on ne tient pas compte de la dissociation. D'ailleurs, en négligeant ce phénomène, le calcul basé sur les données récentes conduit à des valeurs D_1 qui s'écartent notablement des valeurs observées. (Nous avons ainsi calculé $D_1 = 1940$ et $D_1 = 2270$ m/sec pour les mélanges [*A*] et [*C*].)

(5) Il s'agit de la réaction de décomposition $C^2H^2 = C^2 + H^2 + 56{,}4$ Kcal.

(6) Voir abaques de R. Vichnievsky (*Thèse*, Paris, 1943).

(7) Dans le cas des mélanges [*A*], [*B*] et [*C*], Jouguet (2) avait trouvé pour D_1 les valeurs 1796, 1664 et 3091 m/s et pour T_2 2596°, 3852° et 5570°K.

(8) DIXON, *Phil. Trans.*, A, **84**, 1893, p. 97; **200**, 1903, p. 315.

(9) WENDLAND, *Zeits. Phys. Chem.*, **110**, 1924, p. 637; **116**, 1925, p. 227.

(10) P. LAFFITTE, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 316.

(11) W. A. BONE et R. P. FRASER, *Proc. Roy. Soc.*, A, **130**, 1931, p. 342.

(12) C. CAMPBELL, A. KING et C. WHITWORTH, *J. Chem. Soc.*, 1933, p. 59.

(13) G. RIBAUD, *Comptes rendus*, **190**, 1930, p. 369.

(14) HENNING et TINGWALDT, *Zeits. Physik*, **48**, 1928, p. 48.

TABLEAU II. — *Mélange D.*

T_1 °K......	288	350	500	700	288		
p_1 atm......	1				5	10	
T_2 °K......	4560	4490	4430	4400	4495	5250	Onde explosive
p_2 atm......	50,2	39,8	27,5	19,7	255	518	
D_1 m/s.....	2960	2940	2920	2905	3060	3140	
T_2 °K......	4200	4170	4150	4140	4530	4680	V = const.
p atm......	24,8	20,1	14,1	10,1	128	263	
T_2 °K......	3340	3355	3385	3430	3585	3685	P = const.

TABLEAU III. — *Décomposition de* C^2H^2.

T_1 °K......	288	500	750	1250	288			500	
p_1 atm.....	1				2	3	5	2	
T_2 °K......	3350	3360	3390	3505	3405	3435	3465	3400	Onde explosive
p_2 atm.....	23,3	13,2	8,75	5,25	46,8	70,5	117,5	26,4	
D_1 m/s.....	2070	2060	2050	2040	2085	2100	2110	2070	
T_2 °K......	3180	3200	3245	3350	3235	3265	3290	3280	V = const.
p_2 atm......	11,5	6,7	4,6	3,0	23,2	35,4	59,5	13,7	
T_2 °K......	2850	2910	2985	3130	3235	3265	3290	3280	P = const.

Signalons enfin que la diminution importante de la pression p_2 des produits de combustion lors de l'accroissement de la température initiale T_1 est, d'après nos calculs, également imputable à la dissociation.

RELATIVITÉ. — *Sur la théorie des milieux doués d'une densité de moment cinétique propre.* Note (¹) de M. **OLIVIER COSTA DE BEAUREGARD.**

Des considérations abstraites nous ont permis, dans un travail sur la théorie des milieux caractérisés par un tenseur inertique T^{ij} asymétrique, de définir une congruence de lignes de *faux-courant* d'Univers, de préciser l'expression du tenseur T^{ij}, et de fixer l'indice de sommation dans le calcul de l'impulsion-masse élémentaire $T^{ij}\delta\upsilon_j$, qui est oblique sur la trajectoire d'Univers ($i, j, k, l = 1, 2, 3, 4$; $ic\,\delta\upsilon_i$ désigne le quadrivecteur dual de l'élément d'intégration ternaire $[dx^j\,dx^k\,dx^l]$) (²). Nous allons établir ici ces résultats par une voie déductive et apporter des précisions nouvelles.

Les accroissements pendant le temps dt d'un élément de volume fluide $\delta\upsilon$ et d'une fonction quelconque F attachée au fluide s'écrivent respectivement,

(¹) Séance du 27 décembre 1943.

(²) *Contribution à la Théorie de Dirac,* pp. 49-52 (*Thèse,* Paris, 1943).

v^u désignant la vitesse ordinaire ($u, v, w = 1, 2, 3$)

$$d\,\delta\upsilon = \partial^u v_u . \delta\upsilon\, dt, \qquad dF = (v_u \partial^u F + \partial^t F)\, dt;$$

en sorte que l'on a la formule générale

$$d(F\,\delta\upsilon) = \{ \partial^u (F v^u) + \partial^t F \}\, \delta\upsilon\, dt;$$

cette formule permet d'établir déductivement les lois relativistes de la dynamique des milieux continus qui, à la variance près des densités de masse ρ et d'énergie w, sont les mêmes qu'en théorie classique. Ici nous allons *postuler* au départ que la densité d'impulsion $\rho\vec{u}$ est oblique sur la vitesse $\vec{v}$; $\vec{f}$ désignant la densité de force pondéromotrice, il viendra les formules

$$f_u = \partial^v (\rho u_u v_v) + \partial^t (\rho u_u), \qquad (\vec{f}.\vec{v}) = \partial^u (w v_v) + \partial^t (w),$$

dont la transcription relativiste est

$$f_i = \partial^j T_{ij} \qquad \text{avec} \quad c f_4 = i(\vec{f}.\vec{v})$$

et

$$T^{uv} = \rho u^u v^v, \qquad T^{u4} = ic\rho u^u, \qquad T^{4u} = \frac{i}{c} w v^u, \qquad T^{44} = -w.$$

Le tenseur T^{ij} apparaît ainsi comme le produit général du quadrivecteur *vitesse d'Univers*, du genre temps et de longueur i, $v^u = \lambda v^u$, $v^4 = ic\lambda$, par un autre quadrivecteur défini suivant

$$U^u = \frac{1}{\lambda} \rho u^u, \qquad U^4 = \frac{i}{c\lambda} w \qquad \left(\lambda = \frac{1}{\sqrt{c^2 - v^2}} \right).$$

Dans la théorie ordinaire, la proportionnalité universelle $w = c^2 \rho$ était imposée par la symétrie du tenseur T^{ij}; pour la retrouver ici, il faut *définir* la densité massique ρ en postulant que les trois u^u sont les cotangentes directrices du quadrivecteur U^i, ce qui entraîne en effet

$$U^4 = \frac{ic}{\lambda} \rho.$$

D'autre part la trace $T_i^i = U^i v_i$ du tenseur T^{ij} ayant pour expression

$$T_i^i = \rho(\vec{u}.\vec{v} - c^2),$$

l'on peut, comme en théorie ordinaire, *définir* la densité de masse propre ρ_0 par la formule $T_i^i = -c^2 \rho_0$; en effet ρ_0 sera ainsi la valeur prise par ρ dans le repère galiléen entraîné $(\vec{v} = 0)$.

L'on peut évidemment postuler que l'invariant tensoriel ρ_0 est essentiellement positif; de plus, puisque $c^2 \rho = -U^4 v^4$, et que $-iv^4$ est essentiellement positif, on peut postuler que $-iU^4$, et par conséquent ρ, sont essentiellement positifs; cela revient à admettre que le quadrivecteur U^i est, comme v^i, du genre

temps ([3]). Dans ces conditions, il existe un second repère galiléen objectif tel que $\rho = \rho_0$: celui dans lequel le vecteur d'espace $\vec{u}$ s'annule; de plus, on n'a pas seulement alors $|v| < c$, mais aussi $|u| < c$, et par conséquent [puisqu'en général $(\vec{u}.\vec{v})$ est susceptible de valeurs négatives]

$$-c^2 < (\vec{u}.\vec{v}) < c^2.$$

Ainsi la borne inférieure des valeurs de

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - \vec{u}.\vec{v}/c^2}$$

n'est plus ρ_0, mais bien $\rho_0/2$.

Dans l'ensemble des repères galiléens relatifs à un instant-point donné, la valeur minima de $(\vec{u}.\vec{v})$ est évidemment atteinte pour une certaine direction de Ox^4 coplanaire à U^i et v^i et intérieure à l'angle de ces deux quadrivecteurs; pour les repères galiléens satisfaisant à cette condition l'on peut poser, δ désignant une constante et φ une variable réelles, $v = c.\mathrm{T}h(\varphi - \delta)$ et $u = c.\mathrm{T}h(\varphi + \delta)$; l'on voit alors sans peine que la valeur minima cherchée est

$$(\vec{u}.\vec{v}) = c^2 \frac{1 - \operatorname{ch}\delta}{1 + \operatorname{ch}\delta} \leq 0,$$

et qu'elle est atteinte lorsque Ox^4 est bissectrice intérieure des quadrivecteurs U^i et v^i; la borne inférieure $-c^2$ des valeurs de $(\vec{u}.\vec{v})$ n'est donc atteinte que dans les cas limites $\delta = \pm\infty$. Par contre on voit sans peine que la valeur maxima de $(\vec{u}.\vec{v})$ dans les repères galiléens considérés est la borne supérieure $+c^2$.

Pour mettre en évidence la densité de masse propre ρ_0 dans l'expression de T^{ij}, il suffit de poser $u^i = U^i/c^2\rho_0$, ce qui donne

$$u^i v_i = v^i v_i = -1 \quad \text{et} \quad T^{ij} = c^2 \rho_0 u^i v^j.$$

Avec le tenseur T^{ij} ainsi défini l'élément d'intégrale $T^{ij}\delta v_j$ est identiquement nul sur une hyperparoi de courant d'Univers, et l'impulsion-masse d'un point matériel, oblique sur sa trajectoire d'Univers, est définie intrinsèquement.

([3]) Rappelons qu'en Théorie de Dirac les expressions de ρ_0 et de ρ ne sont pas définies positives, et que le quadri-courant de Gordon n'est pas, comme l'est celui de Dirac, nécessairement du genre temps (*op. cit.*, pp. 29, 74, 89).

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur la représentation des interactions massiques par l'intermédiaire des ondes longitudinales de la théorie de la particule de spin* $2(h/2\pi)$. Note [1] de M. **Gérard Petiau**.

Nous avons montré [2] que l'élément de matrice correspondant à une transition $(l, m) \to (o, m')$ du système particule de spin $1/2(h/2\pi)$ — particule de spin $2(h/2\pi)$ (graviton) pouvait s'écrire sous la forme

$$(1)\quad H^{(1)}_{om',lm} = \int_v \left\{ l(T_{\alpha\beta})_{m'm}\Phi^{\alpha,\beta}_{\vec{k}l}(\vec{r}) + m(T_{\alpha\beta,\gamma})_{m'm}\Phi^{\alpha\beta,\gamma}_{\vec{k}l}(\vec{r}) + n(T_{\alpha\beta,\gamma})_{m'm}\Phi^{\alpha\beta,\gamma\delta}_{\vec{k}l}(\vec{r}) \right\} dv.$$

Nous allons calculer explicitement cet élément de matrice en nous bornant aux termes en l et aux potentiels $\Phi^{\alpha,\beta}$ longitudinaux. Les $(T_{\alpha,\beta})_{m',m}$ sont ici les densités des composantes du tenseur symétrique de Tétrode modifié

$$T_{\alpha,\beta} = \frac{h}{4\pi i}\left[u_\alpha \underset{\rightarrow}{\partial_\beta} - \underset{\leftarrow}{\partial_\beta} u_\alpha + u_\beta \underset{\rightarrow}{\partial_\alpha} - \underset{\leftarrow}{\partial_\alpha} u_\beta \right] - \frac{m_0 c}{2} g_{\alpha\beta}\,\omega = T'_{\alpha,\beta} - \frac{m_0 c}{2} g_{\alpha\beta}\,\omega;$$
$$T^{\alpha}_{\alpha} = 0 (g^{00} = 1,\ g^{pp} = -1;\ \omega = \alpha_4;\ u^0 = u_0 = \alpha_0 = 1;\ u_p = -u^p = \alpha_p).$$

A partir des solutions de l'équation d'ondes du corpuscule de spin 2, on forme les expressions des potentiels longitudinaux normés

$$\Phi^{0,0} = \frac{2C|\vec{k}|^2 P}{\sqrt{\mu_0^3 k v}};\qquad \Phi^{0,3} = \frac{2Ck\vec{k}P}{\sqrt{\mu_0^3 k v}};\qquad \Phi^{3,3} = \frac{2Ck^2 P}{\sqrt{\mu_0^3 k v}};\qquad P = e^{i(kct - |\vec{k}|z)}.$$

L'élément de matrice (1) s'écrit alors

$$(2)\quad H^{(1)}_{om',lm} = \frac{2Cl}{\sqrt{\mu_0^3 k v}} \int \Big\{ t'_{00}|\vec{k}|^2 + t'_{0,3} k|\vec{k}| + t'_{3,3}k^2 + \frac{m_1 c}{2}\mu_0^2\,\omega \Big\} e^{i\{[k + K_m - K_{m'}]ct - [\vec{k} + \vec{K}_m - \vec{K}_{m'}]z\}}\, dv.$$

C représente la constante de proportionnalité des potentiels aux ondes Φ_{i_1,i_2,i_3,i_4}, les $t'_{\alpha,\beta}$ sont les éléments de matrices raccourcis correspondant aux $(T'_{\alpha\beta})_{m'm}$.

La formule (2) montre que la probabilité de la transition ne peut être différente de zéro que si $\vec{k} = \vec{K}_{m'} - \vec{K}_m$, c'est-à-dire s'il y a conservation de la quantité de mouvement, mais alors, il n'y a pas conservation de l'énergie. Il faudra donc considérer deux transitions simultanées formant un processus global conservant à la fois l'énergie et la quantité de mouvement et dont l'élément de matrice s'écrit

$$H'_{i,f} = \sum_p \frac{H^{(1)}_{ip} H^{(1)}_{pf}}{E_i - E_p}.$$

Nous allons calculer cet élément suivant le schéma indiqué par M. Louis de Broglie [3] pour les interactions s'exerçant par échange de photons. Nous

---

[1] Séance du 27 décembre 1943.

[2] *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 103.

[3] *Une nouvelle théorie de la lumière*, 2, p. 117.

devrons considérer deux façons de réaliser l'échange d'énergie et de quantité de mouvement considéré.

Dans le premier processus, la particule (1) passe de l'état (01) $\left(\overrightarrow{K}_{01}, \overrightarrow{K}_{01}\right)$ à l'état (1) $\left(\overrightarrow{K}_{1}, \overrightarrow{K}_{1}\right)$ en cédant la quantité de mouvement $\vec{k}$ à l'onde longitudinale $\left(k, \vec{k}\right)$ du graviton qui est ensuite absorbé par la particule (2) qui passe de l'état (02), $\left(K_{02}, \overrightarrow{K}_{02}\right)$ à l'état (2) $\left(K_{2}, \overrightarrow{K}_{2}\right)$. On a alors

$$\overrightarrow{K}_{01} - \overrightarrow{K}_{1} = \vec{k}; \quad \overrightarrow{K}_{02} + \vec{k} = \overrightarrow{K}_{2}; \quad K_{01} - K_{1} = K_{2} - K_{02} = K; \quad K_{i} - K_{p} = K - k.$$

D'autre part la relation de la théorie de Dirac $\partial_{\alpha}(T'^{\alpha\beta})_{m'm} = 0$ donne ici

$$K(t_{0.\beta})_{m'm} = \left|\vec{k}\right| (t_{3.\beta})_{m',m}.$$

Le même échange global peut également s'effectuer suivant un second processus inverse du premier. La particule (2) passant de l'état (02) $\left(K_{02}, \overrightarrow{K}_{02}\right)$ à l'état $\left(K_{2}, \overrightarrow{K}_{2}\right)$ en cédant la quantité de mouvement $-\vec{k}$ au graviton qui est ensuite absorbé par la particule (1) qui passe de (01) $\left(K_{01}, \overrightarrow{K}_{01}\right)$ à l'état (1) $\left(K_{1}, \overrightarrow{K}_{1}\right)$, d'où

$$\overrightarrow{K}_{02} - \overrightarrow{K}_{2} = -\vec{k}; \quad \overrightarrow{K}_{01} - \vec{k} = \overrightarrow{K}_{1}; \quad K_{01} - K_{1} = K_{2} - K_{02} = K; \quad K_{i} - K_{p} = -(K + k).$$

Si l'on remarque que, en première approximation, on peut négliger dans l'élément de matrice les termes en K, ce qui revient à négliger la perturbation du mouvement des nucléons par les gravitons et si les corpuscules sont suffisamment voisins du repos, nous avons

$$t'^{(1)}_{0,0} = \frac{h}{2\pi}(K_{01} + K_{1})(1)_{1,01} \approx 2m_{1}c(1)_{1,01}; \qquad \omega^{(1)} \approx (1)_{1,01}$$

et l'élément de matrice global se réduit à

$$H^{(1)}_{i,f} = {}_{(1)}H^{(1)} + {}_{(2)}H^{(1)} = \frac{8C^{2}l^{2}2\pi}{\mu_{0}^{3}vhc}\,\frac{1}{(K^{2}-k^{2})}\left[2\left|\vec{k}\right|^{2} + \frac{\mu_{0}^{2}}{2}\right]^{2} m_{1}m_{2}c^{2}(1)_{1,01}(1)_{2,02}.$$

Prenant pour C^2 la valeur de la théorie du photon $C^{2} = hc/8\pi\mu_{0}$, il vient

$$H^{(1)}_{if} = -\frac{2l^{2}c^{2}}{\mu_{0}^{4}v}\left[4\left|\vec{k}\right|^{2} - 2\mu_{0}^{2} + \frac{9\mu_{0}^{4}}{4k^{2}}\right] m_{1}m_{2}(1)_{1.01}(1)_{2,02}.$$

Or on montre, dans la théorie du photon, que l'élément de matrice $(1/v)(1/k^{2})(1)_{1,01}(1)_{2,02}$ correspond au potentiel $(1/4\pi)\left(e^{-\mu_{0}|\vec{r}_{12}|}/\left|\vec{r}_{12}\right|\right)$ et que $(1/v)(1)_{1,01}(1)_{2,02}$ correspond au potentiel de coïncidence $\delta\left(\left|\vec{r}_{12}\right|\right)$. D'autre part, on voit facilement que le terme en $\left|\vec{k}\right|^{2}$ correspond au potentiel $-\delta''\left(\left|\vec{r}_{12}\right|\right)$, la fonction singulière $\delta''\left(\vec{r}\right)$ étant telle que $\int f\left(\vec{r}\right)\delta''\left(\vec{r}\right)d\vec{r} = f''(0)$. L'élément de matrice $H^{(1)}_{i,f}$ est donc équivalent à celui correspondant au

potentiel

$$V(|\vec{r}_{12}|) = -m_1 m_2 \frac{(9l^2c^2)}{8\pi}\frac{e^{-\mu_0(r_{12})}}{|\vec{r}_{12}|} + 4m_1 m_2 l^2 c^2 \left[\frac{\delta(|\vec{r}_{12}|)}{\mu_0^2} + \frac{2\delta''(|\vec{r}_{12}|)}{\mu_4^0}\right],$$

c'est-à-dire, en posant $9l^2c^2/8\pi = k$, constante de Newton, au potentiel newtonien, corrigé par un terme exponentiel qui, en raison de la faible valeur probable de μ_0, n'exerce pas d'action appréciable sauf aux distances très grandes, et complété par deux termes de coïncidence.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur dix relations conséquences des équations du second ordre de Dirac.* Note (1) de M. **Émile Durand.**

On part des équations du second ordre de Dirac

(1) $$\{\gamma_0 B - i\varepsilon\gamma_{pq} R^{pq}\}\psi = 0,$$

(2) $$\psi^\times\{\gamma_0 B^* - i\varepsilon\gamma_{pq} R^{pq}\} = 0,$$

où l'on a posé

$$B = \underset{\leftarrow}{\partial_p^p} - 2i\varepsilon A^p \underset{\leftarrow}{\partial_p} - \varepsilon^2 A_p A^p - k_0^2, \quad \varepsilon = \frac{2\pi e}{ch}, \quad R^{pq} = \partial^p A^q - \partial^q A^p,$$

$$B^* = \underset{\leftarrow}{\partial_p^p} + 2i\varepsilon A^p \partial_p - \varepsilon^2 A_p A^p - k_0^2, \quad k_0 = \frac{2\pi m_0 c}{h}, \quad \psi^\times = i\psi^*\gamma_4.$$

Après avoir multiplié (1) en avant par $\psi^\times\gamma^A$ et (2) en arrière par $\gamma^A\psi$, on somme sur l'indice k des fonctions ψ; γ^A désigne l'une des 16 matrices de la théorie de Dirac.

En choisissant successivement les γ^A dans les 5 rangs tensoriels 0, 1, 2, 3, 4 on fera apparaître 10 relations qui auront évidemment le caractère tensoriel; il n'y a plus qu'à les combiner par addition et soustraction pour obtenir les relations cherchées.

Voyons quelle sera la contribution apportée par les termes contenant les opérateurs B et B*; si l'on pose

$$[\gamma^A] = [\psi^\times\gamma^A\psi],$$

$$T^{A,p} = \{[\partial^p\psi^\times\gamma^A\psi] - [\psi^\times\gamma^A\partial^p\psi]\} + 2i\varepsilon A^p[\gamma^A],$$

on a

$$\psi^\times\{\gamma^A(B^* + B)\}\psi = \partial_p^p[\gamma^A] - 2[\partial^p\psi^\times\gamma^A\partial_p\psi] + 2i\varepsilon A^p T^{A,p} + 2[\gamma^A](\varepsilon^2 A_p A^p - k_0^2)$$

$$\psi^\times\{\gamma^A(B^* - B)\}\psi = \partial_p T^{A,p}.$$

Les 10 relations cherchées du second ordre s'écrivent ($\bar{A}$ désignant la grandeur

(1) Séance du 27 décembre 1943.

duale de A)

$$
\begin{array}{ll}
(1) & \psi^{\times}\{\gamma^{0}\,(B^{*}+B)\}\psi = 2i\varepsilon\,[\gamma_{pq}]R^{pq},\\
(2) & \psi^{\times}\{\gamma^{p}\,(B^{*}+B)\}\psi = 2i\varepsilon\,[\bar{\gamma}_{q}]\bar{R}^{pq},\\
(3) & \psi^{\times}\{\gamma^{pq}(B^{*}+B)\}\psi = 2i\varepsilon\{[\bar{\gamma}_{0}]\,\bar{R}^{pq}-[\gamma_{0}]R^{pq}\},\\
(4) & \psi^{\times}\{\bar{\gamma}^{p}\,(B^{*}+B)\}\psi = 2i\varepsilon\,[\gamma_{q}]\,\bar{R}^{pq},\\
(5) & \psi^{\times}\{\bar{\gamma}^{0}\,(B^{*}+B)\}\psi = -2i\varepsilon\,[\bar{\gamma}_{pq}]R^{pq},\\
(6) & \partial_{p}T^{o,p} = 0,\\
(7) & \partial_{q}T^{p,q} = -2i\varepsilon\,[\gamma_{q}]\,R^{pq}.\\
(8) & \partial_{r}T^{pq,r} = -2i\varepsilon\{[\gamma^{pr}]R^{q}{}_{r}-[\gamma^{qr}]R^{p}{}_{r}\},\\
(9) & \partial_{q}T^{\bar{p},q} = -2i\varepsilon\,[\bar{\gamma}_{q}]\,R^{pq},\\
(10) & \partial_{p}T^{\bar{o},p} = 0.
\end{array}
$$

Dans le second membre de l'équation (8) on reconnaît, à un coefficient numérique près, la densité de moment pondéromoteur d'Univers propre appliquée au fluide fictif de Dirac par le champ; d'où l'idée, assez naturelle, de choisir les coefficients physiques du tenseur abstrait $T^{pq,r}$ de manière que sa divergence s'identifie avec la densité de moment pondéromoteur, en posant

$$T^{pq,r} = -\left(\frac{4\pi}{h}\right)^{2} i\,m_{0}\,t^{pq,r};$$

(8) s'écrit alors

$$\partial_{r}t^{pq,r} = m^{pr}R^{q}{}_{r} - m^{qr}R^{p}{}_{r}.$$

Rappelons, par le tableau suivant, l'interprétation physique que reçoivent les différents tenseurs de la théorie de Dirac :

$$
\begin{array}{ll}
[\gamma^{0}] = -\dfrac{m_{0}}{i}\rho_{0} = -i\omega_{1}, & T^{o,p} = -\dfrac{2k_{0}}{ec}t^{o,p},\\[2ex]
[\gamma^{p}] = -\dfrac{1}{ec}J^{p} = \dfrac{1}{c}f^{p}, & T^{p,q} = \dfrac{4\pi i}{ch}t^{p,q},\\[2ex]
[\gamma^{pq}] = \dfrac{2k_{0}}{e}m^{pq}, & T^{pq,r} = -\left(\dfrac{4\pi}{h}\right)^{2} i m_{0}\,t^{pq,r},\\[2ex]
[\bar{\gamma}^{p}] = -\dfrac{4\pi}{h}\sigma^{p}, & T^{\bar{p},q} = ?,\\[2ex]
[\bar{\gamma}^{0}] = -\omega_{2}, & T^{\bar{o},p} = \dfrac{2k_{0}}{iec}t^{\bar{o},p};
\end{array}
$$

$t^{o,p}$ est le courant de Gordon, $t^{p,q}$ le tenseur asymétrique de Tétrode, $t^{\bar{o},p}$ le courant magnétique de Proca.

Les équations (6) et (10) expriment la conservation des courants $t^{o,p}$ et $t^{\bar{o},p}$. L'équation (7) obtenue d'une manière différente par Tétrode lui avait permis de doter son tenseur des coefficients physiques nécessaires; au second membre on reconnaît la densité de force-puissance de Lorentz quand on l'écrit

$$\partial_{q}t^{p,q} = \frac{1}{c}J_{q}R^{pq}.$$

Enfin M. O. Costa de Beauregard a calculé les deux divergences du

tenseur $T^{p,q}$, qui reste ininterprété; il a même fourni des indications pour le calcul de sa divergence relative à l'indice différentiel à l'aide des équations du second ordre de Dirac (*Thèse*, p. 85).

Les cinq premières équations ont des seconds membres qui sont moins directement interprétables; dans la relation (1) on reconnaît cependant la densité d'énergie potentielle.

ASTRONOMIE. — *Sur le satellite de Neptune.* Note de MM. **Henri Camichel** et **Alexandre Dauvillier**, présentée par M. Charles Fabry.

En 1928, J. H. Moore et D. H. Menzel (¹) ont découvert, par la spectrographie, que la planète Neptune était animée d'un mouvement de rotation dans le sens direct, alors que son satellite possède un mouvement de révolution rétrograde.

L'importance cosmogonique de cette observation n'a pas besoin d'être soulignée. Si l'on ajoute que ce satellite est anormalement gros pour la masse de la planète et que son orbite est inclinée de 19° sur le plan équatorial de celle-ci, on admettra aisément qu'il s'agit d'un corps céleste capté.

Ce satellite est, en effet, démesuré pour la taille de sa planète. Il atteint celle des plus gros satellites de Jupiter, alors que la masse de Neptune n'est que 1/18 de celle de cette planète. Les satellites d'Uranus sont beaucoup plus petits, bien qu'Uranus et Neptune soient très voisins. Il est, enfin, unique, alors que les satellites des grosses planètes semblent former des familles homogènes de quatre ou cinq membres.

D'autre part Pluton est la plus petite planète du système solaire, et son orbite présente une inclinaison (17°7′) et une excentricité (0,246) considérables, à tel point que, au périhélie, sa distance au Soleil est voisine de celle de Neptune.

L'un de nous (²) a récemment proposé une hypothèse cosmogonique nouvelle, basée sur la création initiale de paires de planètes jumelles ayant ultérieurement fusionné, qui rendrait compte des caractères exceptionnels de l'orbite de Pluton, si l'on admettait que cette planète représente effectivement l'une des deux planètes Pluton originelles qui, par suite de leur faible masse et de la grandeur de leurs orbites, ne se seraient jamais rencontrées. Nous supposions alors que la seconde planète Pluton demeurait encore à découvrir. L'objet de la présente Note est d'indiquer les raisons qui nous font penser que cette planète pourrait fort bien être devenue le satellite de Neptune.

Ce satellite devrait, dans cette hypothèse, être identique à Pluton. Or les masses de ces deux corps célestes sont des plus incertaines, et seules leurs magnitudes sont connues. D'après F. Baldet (³), la magnitude de Pluton était

---

(¹) *Publ. Astr. Soc. Pac.*, **40**, 1928, p. 234.
(²) A. Dauvillier, *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 786.
(³) *Astr.*, **46**, 1932, p. 353.

comprise entre 14,5 et 15 à l'époque de sa découverte. Si nous ramenons cette planète à la distance de Neptune, le calcul montre que sa magnitude devra être réduite de 1,46 grandeur, soit à environ 13,5. Or la magnitude du satellite de Neptune est égale à 13,6.

Ces deux corps célestes, formés, selon nous, de gaz légers solidifiés, sont de trop faible masse pour pouvoir retenir une atmosphère permanente : ils s'évaporent même lentement. Or Slipher a montré que Pluton présentait une anomalie spectroscopique dans la famille des grosses planètes, en ce sens qu'il ne possédait aucune bande d'absorption d'origine atmosphérique.

D'autre part W. H. Pickering a montré, en 1900, que la lumière du satellite de Neptune était beaucoup plus actinique que celle issue de sa planète, ce qui semble aussi dénoter une absence d'atmosphère.

L'inclinaison de l'orbite de Pluton fait que cette planète ne saurait, de nos jours, rencontrer Neptune, mais on peut admettre que cette inclinaison a été acquise peu à peu, sous l'influence perturbatrice des grosses planètes agissant sur des orbites primitives non rigoureusement coplanaires et que, à l'origine, les orbites elliptiques des planètes Pluton étaient sensiblement dans le même plan que l'orbite quasi-circulaire de Neptune.

Enfin nous rapprocherons de cette hypothèse nouvelle, concernant l'origine du satellite exceptionnel de Neptune, le cas du satellite anormal de Saturne que constitue Titan. Celui-ci, qui est le sixième, se distingue aussi par sa masse anormalement grande et, surtout, par le fait qu'il n'obéit pas à la loi exponentielle de distance à la planète. Sa densité, mal connue, semble être très supérieure (3,4) à celle de Saturne (0,7), si bien qu'il doit aussi être considéré comme un satellite capté.

Nous pensons que Titan est la planète jumelle de celle qui, gravitant à l'origine entre Mars et Jupiter, a été rompue en donnant, d'après Olbers, naissance aux petites planètes. Ces deux planètes, de très faible masse, étaient arrivées au terme de leur évolution chimique et minéralogique lorsque, par suite d'une tardive rencontre, les forces de marée mises en jeu par leur proximité disloquèrent l'une d'elles. La seconde, s'échappant alors de son orbite, fut captée par l'une des grosses planètes et devint Titan.

Si ces attributions se confirmaient, elles constitueraient un argument de plus en faveur de la théorie des planètes jumelles.

CHALEUR. — *Formes diverses de l'équation de la chaleur. Équation intrinsèque.* Note (¹) de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les grandeurs physiques figurant dans nos équations dépendent en général de la température, et il en résulte simplement, dans les résultats, une légère

---

(¹) Séance du 13 décembre 1943.

complication, ou un caractère légèrement variable des paramètres. Mais, quand il s'agit de phénomènes *thermiques*, en particulier de ceux qui sont régis par des équations formellement analogues à celles que l'on rencontre dans d'autres branches de la Physique, la *température* n'étant plus un simple paramètre, mais la *grandeur fondamentale* même à évaluer, le caractère mathématique, et donc physique, du problème, est complètement changé. C'est ainsi que l'équation de la chaleur (sans second membre, pour simplifier)

$$\mathrm{S}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mathrm{K}\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial x}\right)-c\rho\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial t}=0$$

est profondément *différente* de l'équation du potentiel électrique, du fait de la variabilité notable de la conductivité K avec la température (surtout avec les gaz et certains métaux ou alliages).

Remarquons d'abord que les relations différentielles exprimant que K ne dépend que de la température permettent de poser, W étant une fonction de V,

$$(1)\qquad \mathrm{K}\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial x}=\frac{\partial \mathrm{W}}{\partial x},\qquad \mathrm{K}\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial y}=\frac{\partial \mathrm{W}}{\partial y},\qquad \mathrm{K}\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial z}=\frac{\partial \mathrm{W}}{\partial z},\qquad \mathrm{K}\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial t}=\frac{\partial \mathrm{W}}{\partial t}.$$

Le flux unitaire Φ de la chaleur dérive donc d'un potentiel.

L'équation de la chaleur se formule alors comme l'équation du potentiel électrique

$$(2)\qquad \Delta \mathrm{W}=\frac{c\rho}{\mathrm{K}}\frac{\partial \mathrm{W}}{\partial t}.$$

Le flux de chaleur est, au signe près, le flux du gradient W. W pourrait être appelé le *potentiel de la chaleur*.

On peut aller plus loin. Pour avoir une propriété intrinsèque de la diffusion de la chaleur, ne dépendant plus des propriétés d'aucun milieu, on observe que, d'après (2), la diffusivité $\mathrm{K}:c\rho$, laquelle n'est fonction que de W (par V), est donnée par $(\mathrm{W}'_t:\Delta\mathrm{W})$. En exprimant que cette expression n'est fonction que de W, on obtient l'équation intrinsèque de la chaleur

$$(3)\qquad \Delta\,\mathrm{grad}\,\mathrm{W}=\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\Delta \mathrm{W}}{\frac{\partial \mathrm{W}}{\partial t}}\,\mathrm{grad}\,\mathrm{W}\right).$$

Si l'on explicite le flux de chaleur Φ, l'équation s'écrit

$$\Delta\Phi=\frac{\partial}{\partial t}\,\frac{\Phi\,\mathrm{div}\,\Phi}{\int_n\frac{\partial\Phi}{\partial t}\,dn}.$$

La détermination, en fonction de la température, de la conductivité K, est un des problèmes expérimentaux importants de la thermique; le calcul de la fonction K(V), à partir de données expérimentales, est un des problèmes

importants de la théorie de la chaleur. Ce calcul est la principale application de l'équation intrinsèque de la chaleur.

Il s'agit de déterminer, en une seule expérience, la loi K(V). On s'appuie sur des mesures faites par notre méthode du double mur. Deux disques identiques du métal en expérience, horizontaux, d'épaisseur l, enserrent, entre eux, un chauffoir électrique de quelques centièmes de millimètre d'épaisseur, et deux radiateurs, donnant en même temps une protection latérale, déversent à l'extérieur la chaleur qui a traversé les disques. Pour expliquer le principe de l'expérience, simplifions, et considérons qu'au contact du chauffoir les deux disques ont la même température A_0, qui sera mesurée en fonction du temps. On mesurera aussi, en fonction du temps, les différences δ_1 et δ_2 entre cette température et les températures des faces non chauffées des disques. Le problème est à une dimension x. (Le matériel expérimental avait été réalisé en vue d'une procédure voisine de celle-là.)

On porte, assez rapidement, les disques à la température la plus haute qu'il s'agit d'explorer, puis on réduit le chauffage, pour permettre aux disques de se refroidir assez lentement; et l'expérience commence.

On se donne les températures V_1 et V_2, les différences δ_1 et δ_2, les *potentiels* W_1 et W_2, par les développements

$$(4)\qquad V_1 = A_0 - A_1 x + A_2 x^2 \ldots, \qquad V_2 = B_0 - B_1 x + B_2 x^2 \ldots,$$

$$(5)\qquad \delta_1 = A_1 - A_2 l + A_3 l^2 \ldots, \qquad \delta_2 = B_1 - B_2 l + B_3 l^2 \ldots,$$

$$(6)\qquad W_1 = C_0 - C_1 x + C_2 x^2 \ldots, \qquad W_2 = D_0 - D_1 x + D_2 x^2 \ldots.$$

Les A, B, C, D sont des fonctions du temps. On est censé connaître la capacité calorifique $c\rho$ du métal aux températures A_0, ce qui fixe C_2 et D_2. $C_1 + D_1 = P$ est donné par la puissance du chauffoir. La conductivité K étant donnée par $C'_0 : A'_0$, ou $D'_0 : A'_0$, on exprime que les deux métaux sont identiques en écrivant $D'_0 = C'_0$. On satisfait aux équations (1) en écrivant que $V'_x : W'_x = V'_t : W'_t$, pour chaque disque (7). Enfin on forme, pour chaque milieu, l'équation (3) [relations (8)].

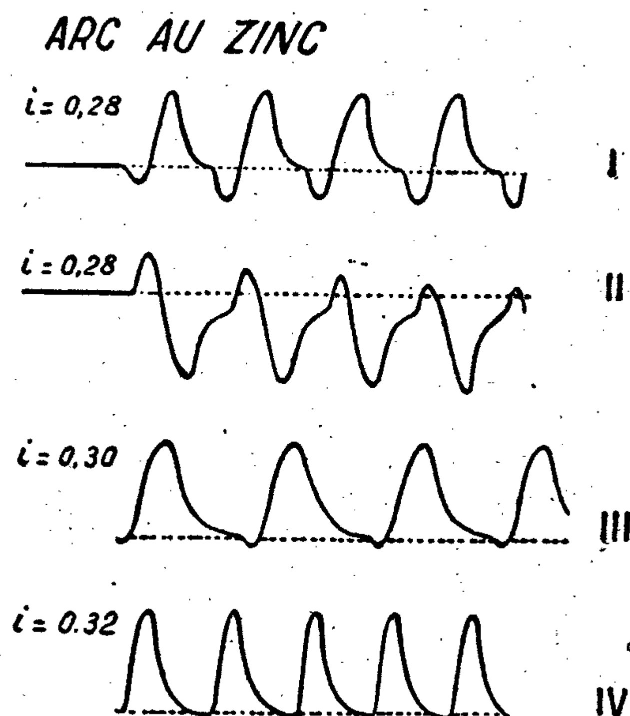
Les relations (8) expriment les C, à partir de C_3, au moyen de C_2, qui est connu, de C'_0, et de C_1, et aussi les D, à partir de D_3, au moyen de D_2 (connu), de $D'_0 = C'_0$, et de D_1. Le système (7) donne C_1 en fonction de C'_0 et A_1, et de même D_1, par C'_0 et B_1. $(C_1 + D_1)$ étant connu, cela nous exprime C'_0 en fonction de A_1 et B_1. Le système (7) donne ensuite les A, à partir de A_2, au moyen de A_1, et des C; et de même, les B, à partir de B_2, au moyen de B_1 et des D. Finalement, en portant dans (5) les expressions des A et des B, on a deux relations, à résoudre par approximations successives (1re approximation : $A_1 \sim \delta_1$; $B_1 \sim \delta_2$) donnant les deux inconnues A_1 et B_1, d'où C'_0 comme on l'a dit, et par suite $K = C'_0 : A'_0$.

Des considérations analogues pourraient être développées à propos du ferromagnétisme, la perméabilité dépendant fortement du champ magnétique.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Arc alternatif intermittent à polarité constante.* Note [1] de M. **Léon Grillet**, présentée par M. Aimé Cotton.

J'ai décrit un arc intermittent à fonctionnement automatique utilisant le courant alternatif industriel sous 110-115 volts [2]. J'ai signalé qu'il est possible de supprimer entièrement l'une des alternances par le simple réglage de la résistance mise en série avec l'arc. L'arc se trouve ainsi alimenté en courant redressé.

La figure reproduit le calque d'oscillogrammes obtenus avec un arc



éclatant entre électrodes de zinc pour différents régimes du courant. Les courbes I et II correspondent sensiblement à la même valeur du courant i. Sur ces courbes on peut constater que le régime définitif est atteint dès les premières alternances du courant alternatif. Des enregistrements successifs n'ont montré aucune modification dans l'allure des courbes. En comparant ces deux courbes, qui sont très voisines de forme (même régime de courant, $i = 0,28$ ampère), on constate qu'elles sont symétriques par rapport à l'axe des temps représenté en pointillé. C'est la phase de la fermeture du circuit qui impose d'une façon définitive la polarisation partielle du courant.

Les courbes III et IV correspondent respectivement à des intensités de 0,30 et 0,32 ampère. Elles montrent la disparition progressive, puis complète, de l'une des alternances. Pour une valeur de i très légèrement supérieure à 0,32 ampère, l'arc est alimenté en courant redressé.

Dans l'arc que j'ai décrit l'une des électrodes est fixe, l'autre est mobile. Il est intéressant de pouvoir obtenir à coup sûr, comme cathode, l'électrode fixe. Pour obtenir la polarité désirée il faut soit provoquer la fermeture du circuit

---

[1] Séance du 13 décembre 1943.

[2] *Comptes rendus*, **216**, 1943, pp. 724-725.

à une phase bien déterminée, soit introduire *temporairement* une dissymétrie dans le circuit. Ce deuxième procédé est le plus simple; c'est celui que j'ai adopté. Le dispositif le plus économique consiste à disposer un redresseur aux bornes de l'ensemble arc-bobine. J'utilise à cet effet un condensateur électrolytique d'une dizaine de microfarads mis en série avec une résistance ajustable. Ce circuit auxiliaire n'est employé que pendant un court instant au moment de l'allumage de l'arc. Il n'a une action que lorsque la valeur du courant de régime correspond au redressement. En branchant le condensateur électrolytique par l'intermédiaire d'un inverseur, il est naturellement possible de changer à volonté la polarité des électrodes.

Pour vérifier que le régime redressé est atteint, il est inutile d'employer un oscillographe. Il suffit de shunter l'ensemble bobine-résistance par une lampe veilleuse au néon à électrodes bien symétriques. Quand le redressement est obtenu, seule l'électrode qui joue le rôle de cathode est très lumineuse.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Mesure photoélectrique des facteurs de transmission et de réflexion régulières.* Note de M. **Jean Terrien**, présentée par M. Albert Pérard.

La mesure du facteur de transmission des lames planes semi-transparentes et des facteurs de réflexion sur chacune de leurs faces est une opération difficile à réaliser avec quelque précision. Nous avons construit un appareil qui permet de l'exécuter rapidement, par une méthode photoélectrique.

Voici les caractéristiques principales de cet appareil :

1° Grande luminosité, afin de simplifier la partie photoélectrique. On obtient ce résultat par la brillance de la source, qui est un filament de lampe, et l'étendue du faisceau utile, qui est délimité par la source de lumière et la surface sensible d'une cellule. Lorsqu'aucune lame n'est interposée, celle-ci reçoit l'éclairement qui existerait à 40^{cm} de la lampe.

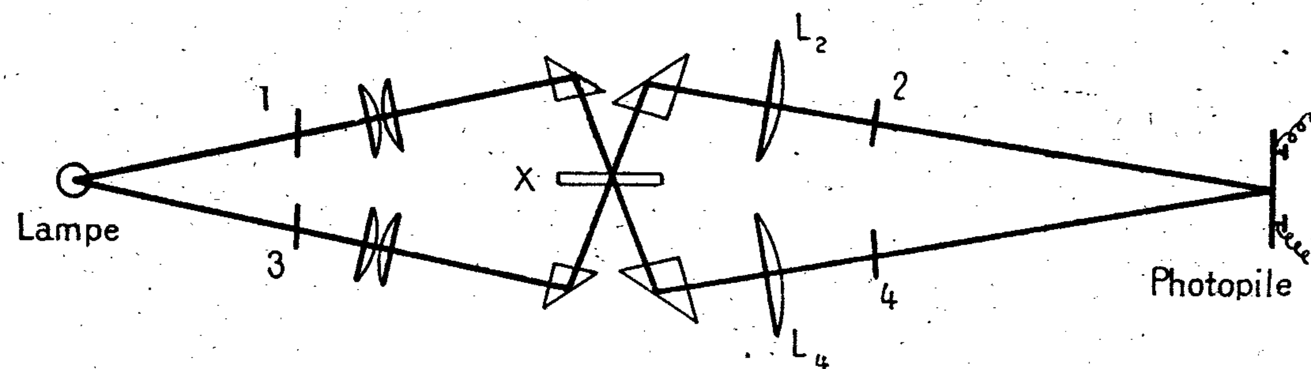
2° Surface d'étude petite : sur la lame se projette, en vraie grandeur, l'image d'un filament ramassé.

3° Suppression des erreurs provenant de la variation de distance optique entre lampe et récepteur, tant à cause de l'épaisseur de la lame que des réflexions multiples entre ses faces; pour cela, dans l'espace optique où se trouve la lame, on rejette la cellule à l'infini au moyen d'une lentille.

4° Immobilité de la source et du récepteur de lumière au cours des trois mesures, grâce à la disposition ci-après (voir la figure).

On envoie sur la lame X, sous une incidence voisine de la normale, deux faisceaux symétriques provenant de la même lampe; la partie réfléchie du premier coïncide avec la partie transmise du second, et *vice versa*. Par le jeu de deux obturateurs 1 et 3, on arrête l'un des faisceaux incidents; deux autres

obturateurs 2 et 4 permettent d'isoler la partie réfléchie ou transmise; la lumière parvient finalement à la même cellule. Sans modifier le montage, on



X, lame semi-transparente, sur laquelle se forme l'image de la lampe; 1, 2, 3, 4, obturateurs. La photopile est au foyer de L_2 et L_4.

isole donc les flux réfléchis sur l'une ou l'autre face, ou transmis dans l'un ou l'autre sens, et, après avoir écarté la lame, les faisceaux directs.

On mesure les éclairements correspondants par les déviations du galvanomètre connecté à la cellule. Celle-ci est une photopile au sélénium, et la partie photométrique est ainsi simplifiée à l'extrême.

Mais on sait qu'une photopile quelconque ne donne pas toujours un courant proportionnel à l'éclairement, même si ce dernier reste modéré, et si la résistance du circuit est petite; il est donc indispensable de prévoir un contrôle. Celui-ci est particulièrement facile avec notre appareil; en effet, on peut superposer sur la photopile, par le jeu des obturateurs, quatre éclairements différents, seuls ou combinés de plusieurs façons, et vérifier l'additivité des courants photoélectriques partiels. Cette méthode d'addition pour l'étude de la proportionnalité du courant à l'éclairement semble être la plus sûre, et on l'applique dans les conditions d'emploi. Elle permettrait d'ailleurs le calcul de corrections (¹), si la précision était jugée insuffisante. Elle constitue aussi un contrôle du galvanomètre, dont les déviations pourraient n'être pas proportionnelles aux courants.

La précision atteinte sans corrections peut dépasser le centième.

Voici, à titre d'exemple, l'étude d'une lame interférentielle semi-aluminée; R est le facteur de réflexion air-métal, R′ verre-métal, et T le facteur de transmission. Ces facteurs ont été mesurés aussitôt après le dépôt de la couche métallique, puis après les durées indiquées; on peut suivre l'influence de l'oxydation progressive de l'aluminium.

Age de l'aluminure.	R.	R′.	T.
0	0,32	0,21	0,32
4 heures	$0,27_5$	0,14	0,37
21 »	$0,25_5$	0,14	0,38

Pendant ces mesures les faisceaux réfléchis plusieurs fois sur les deux faces

(¹) Pierre Fleury, *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 195.

de la lame passent librement dans les pièces d'optique, dont l'ouverture a été prévue suffisamment grande, et contribuent à l'éclairement de la cellule. Les facteurs ci-dessus, relatifs à la seule face métallisée, ont été déduits des facteurs mesurés par un calcul simple.

PHOTOGRAPHIE. — *Influence de l'humidité dans l'action du mercure sur les émulsions photosensibles.* Note de MM. **Adrien Roudier** et **Étienne Vassy**, présentée par M. Charles Fabry.

L'action des vapeurs mercurielles sur les émulsions photosensibles est connue depuis 1907, à la suite des recherches de Kof et Haehn [1]. Perdue de vue pendant un certain temps, elle a été très étudiée ces dernières années, dans le but pratique de raccourcir les durées d'exposition. Mais les résultats que l'on rencontre dans la littérature sont contradictoires, certains auteurs [2] ayant parfois constaté une désensibilisation au lieu d'une sensibilisation. C'est pourquoi nous avons repris ces recherches et nous avons été conduits à faire varier, entre autres facteurs, l'humidité relative de l'atmosphère dans laquelle avait lieu le traitement mercuriel.

Le dispositif expérimental était le suivant : Trois dessiccateurs A, B et C étaient disposés dans une enceinte obscure et de température réglable. Dans chacun d'eux se trouvait un mélange de Regnault (eau-acide sulfurique) et, en agissant sur les proportions relatives, on pouvait amener l'atmosphère à un état hygrométrique fixé à l'avance. Pour opérer en l'absence de vapeur d'eau, on remplaçait le mélange de Regnault par du chlorure de calcium. Dans le dessiccateur B se trouvait en outre du mercure.

La plaque à étudier était abandonnée en A pendant 24 heures pour lui permettre d'atteindre l'équilibre hygrométrique. Ensuite on la coupait en deux. Une moitié restait en A pour servir de témoin; l'autre était introduite en B et y subissait l'action du mercure pendant le temps voulu. Les deux moitiés de la plaque étaient alors exposées à la lumière. L'étalonnage avait lieu à éclairement constant. Après l'exposition on replaçait l'échantillon témoin en A et l'échantillon traité en C de façon à éviter d'introduire des traces de mercure en A. Le développement était effectué 24 heures après la fin de l'exposition.

Une pareille technique opératoire était utilisée afin d'isoler l'action de l'humidité en présence de mercure, car on sait qu'une couche sensible desséchée ou trop humide se développe plus difficilement que lorsque sa teneur en eau est normale.

Nous avons constaté tout d'abord que l'action du mercure était beaucoup

---

(1) *Zeits. physik. Chem.*, **60**, 1907, p. 367.

(2) Whipple, Norman et Loewinger, *Bull. Harvard Obs.*, n° **907**, 1938, p. 36; *English, Amer. Phot. Journ.*, **33**, 1939, p. 90; Emmerman, *Brit. Phot. Journ.*, **84**, 1940, p. 440.

plus intense pour des émulsions rapides à gros grains comme les Guilleminot Super Fulgur que pour des émulsions à grains fins type Process. Pour une durée de traitement mercuriel de 4 jours à la température de 19°C., la *sensibilisation passe par un maximum lorsqu'on fait croître l'humidité relative*. Ce maximum est situé aux environs de 50 % pour les Super Fulgur. Si l'on approche de la saturation, on constate alors, pour ces dernières plaques, une *désensibilisation* très importante, tandis que les Process conservent encore une très légère sensibilisation. De plus la densité du voile augmente avec l'humidité relative.

Nous avons constaté que les résultats obtenus dépendaient en outre de l'histoire antérieure de l'émulsion. C'est ainsi que des plaques anciennes conservées en laboratoire humide voient la sensibilisation passer par un maximum pour une durée de traitement de 2 jours à 19°C., alors que celle-ci continue encore à croître au bout de 6 jours pour des plaques récentes conservées en glacière.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Relations entre l'activité solaire et les perturbations de la déclinaison magnétique à Lyon*. Note de MM. **Jean Dufay** et **Philippe Flajolet**, présentée par M. Charles Fabry.

1. Nous caractérisons chaque année l'agitation magnétique au moyen de l'amplitude moyenne A des perturbations de la déclinaison, évaluée en minutes d'arc, d'après les enregistrements de Saint-Genis-Laval. Le nombre relatif S de Wolf-Wolfer nous sert d'autre part à évaluer l'activité des taches solaires.

Les graphiques reproduits figure 1 permettent de comparer les variations de A et de S de 1884 à 1933, soit pendant 50 années consécutives. Ils se ressemblent davantage que les graphiques analogues publiés par Brazier (1) et par Maurain (2), qui caractérisaient du reste autrement l'agitation magnétique à Paris. A Lyon, le coefficient de corrélation entre A et S est $R = +0,58 \pm 0,09$. A Paris, Brazier avait trouvé, pour la période 1884-1917, $R = +0,33$.

Les minima d'agitation magnétique (1890, 1901, 1914, 1923) se sont toujours produits soit pendant l'année du minimum solaire, soit pendant l'année suivante; les maxima (1894, 1907, 1918, 1930) pendant l'une des deux années suivant le maximum solaire. En outre on a observé parfois (1892, 1916, 1929) un maximum d'agitation magnétique un an avant le maximum solaire, de sorte que le maximum des taches a coïncidé avec une légère dépression de la courbe d'agitation magnétique (3).

(1) *Annales de l'Institut de Physique du Globe de l'Université de Paris*, 2, 1924, p. 98.

(2) *Ibid.*, 5, 1927, p. 86.

(3) Brazier a déjà fait des remarques semblables (*loc. cit.*).

2. Dans l'ensemble le parallélisme entre l'agitation magnétique et l'activité solaire paraît plus prononcé quand cette dernière va en croissant. Effecti-

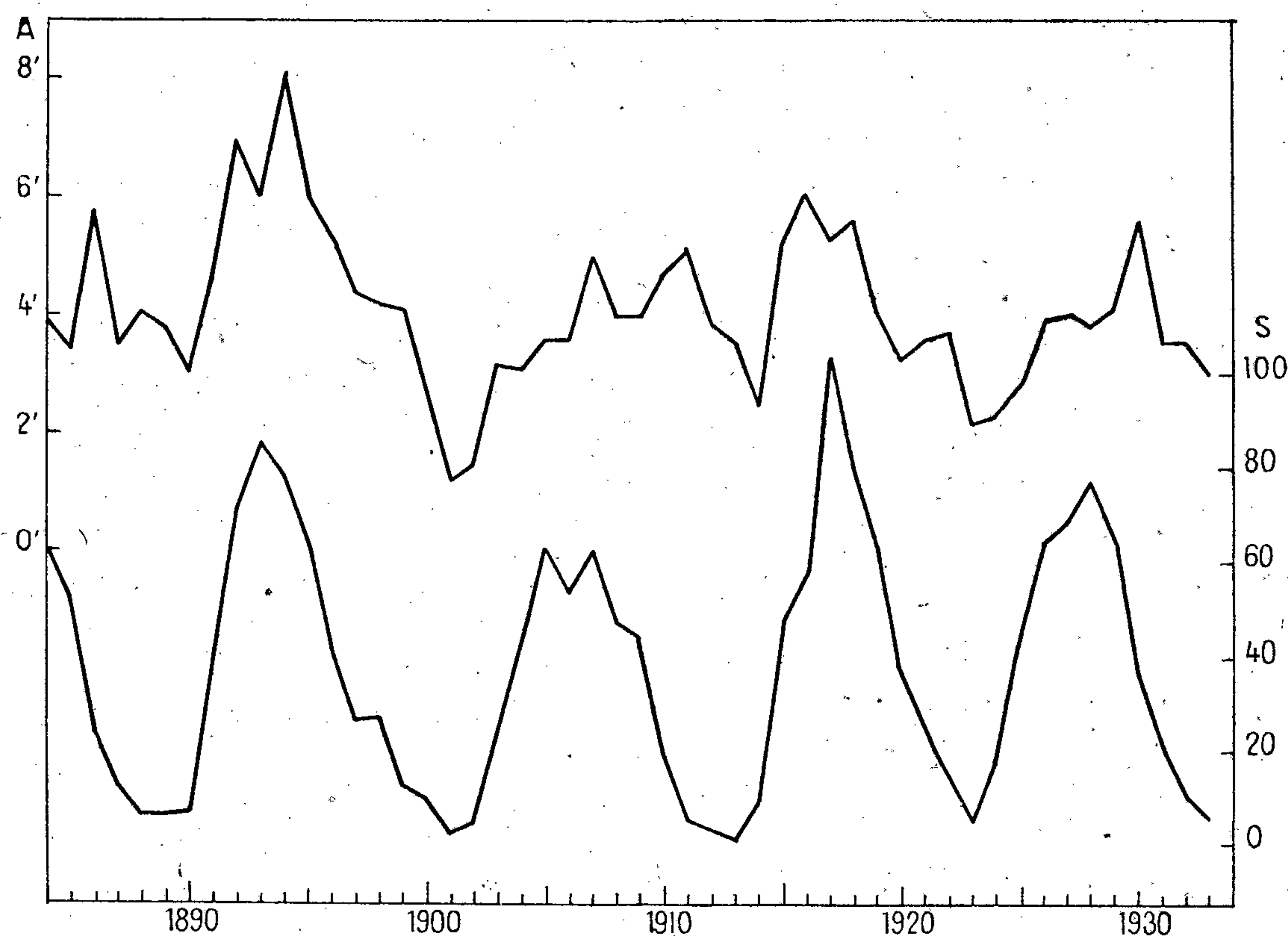


Fig. 1.

vement le coefficient de corrélation entre A et S est seulement $R = +0{,}45$ pendant la phase décroissante, tandis qu'il atteint la valeur $R = +0{,}76$ pendant la phase croissante, dénotant alors une forte corrélation.

Pour chercher à représenter l'allure des variations de A en fonction de S, nous avons groupé leurs valeurs en un petit nombre de moyennes, en considérant séparément la phase ascendante et la phase descendante du cycle solaire. La figure 2 montre le graphique obtenu en portant en abscisses les moyennes $\overline{S}$,

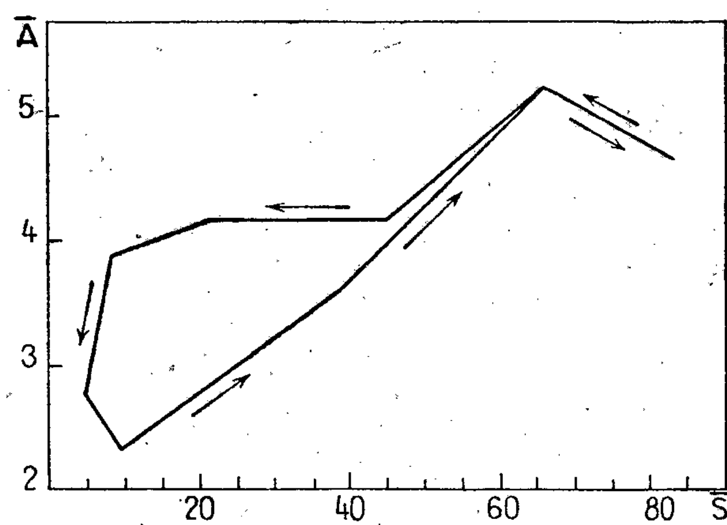


Fig. 2.

en ordonnées les moyennes correspondantes $\overline{A}$. Pendant presque toute la durée de la phase croissante, $\overline{A}$ augmente rapidement avec $\overline{S}$. Pendant la phase décroissante, $\overline{A}$ diminue plus lentement et marque un assez long palier

pour des valeurs modérées de $\overline{S}$ [1]. Tous les points relatifs à la phase descendante se trouvent ainsi au-dessus des points relatifs à la phase ascendante, et l'ensemble dessine une sorte de cycle d'hystérésis.

3. Ces résultats s'interprètent assez bien si l'on admet que les perturbations magnétiques sont produites par des jets dirigés émis par le Soleil au voisinage des taches et qui ont d'autant plus de chances d'atteindre la Terre qu'ils se produisent à de plus basses latitudes héliographiques. Au début du cycle solaire, la latitude moyenne des taches est de l'ordre de 20°; elle diminue pendant toute la durée du cycle pour atteindre 6° à 7° vers la fin. Pendant la phase ascendante, l'efficacité des taches croît donc en même temps que leur nombre et leur étendue. L'agitation magnétique augmente alors très vite. Pendant la phase descendante, le nombre et l'étendue des taches diminuent, mais leur efficacité augmente encore, puisque leur latitude moyenne diminue toujours. Il est donc naturel que, pour des valeurs égales du nombre de Wolf-Wolfer, l'agitation soit plus grande en phase décroissante qu'en phase croissante.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Le régime de l'ionisation à l'intérieur d'un nuage électriquement neutre.* Note de M. **Philippe Pluvinage**, présentée par M. Charles Maurain.

Étant donné un nuage caractérisé par le nombre N de gouttelettes par centimètre cube et leur rayon moyen a, et soumis à l'action des agents ionisants atmosphériques produisant q paires de petits ions par centimètre cube et par seconde, je me propose de calculer la répartition statistique des charges des gouttelettes et la densité des ions qui, dans l'état de régime, subsistent à l'intérieur du nuage. Je suppose le nuage globalement neutre et les causes d'ionisation uniformément réparties dans l'espace et dans le temps; je prendrai le rayon de chaque gouttelette égal au rayon moyen a. La mobilité K et le coefficient de diffusion D sont supposés égaux pour les ions des deux signes, ce qui est approximativement réalisé dans l'air humide. Les gouttelettes, assimilées à des conducteurs sphériques, absorbent les ions par suite de l'action de *l'image électrique*. La densité ionique n est donc assujettie à être nulle à la surface des gouttelettes. Il en résulte une diffusion des ions de l'intérieur du nuage vers cette surface. La distance des gouttelettes étant grande devant leur rayon a, on peut admettre qu'au voisinage d'une gouttelette n est seulement fonction de la distance r au centre et que, pour r grand, n prend une

(1) En dénombrant les journées présentant une agitation magnétique notable à Paris, Bombay et Batavia, Kostitzin a trouvé également que les années *post-maximales moyennes* étaient particulièrement actives au point de vue magnétique (*Annales de l'Institut de Physique du Globe de l'Université de Paris*, 8, 1930, p. 84).

valeur n_0 densité moyenne des ions dans le nuage. Enfin le calcul montre qu'on peut négliger la production des ions au voisinage d'une gouttelette ainsi que la recombinaison des ions dans tout le nuage. Si la gouttelette porte une charge égale à p fois la charge élémentaire ε, la densité $n_1(r)$ des ions positifs satisfait à l'équation

$$\frac{d}{dr}\left(\mathrm{D}r^2\frac{dn_1}{dr} - p\varepsilon k n_1\right) = 0.$$

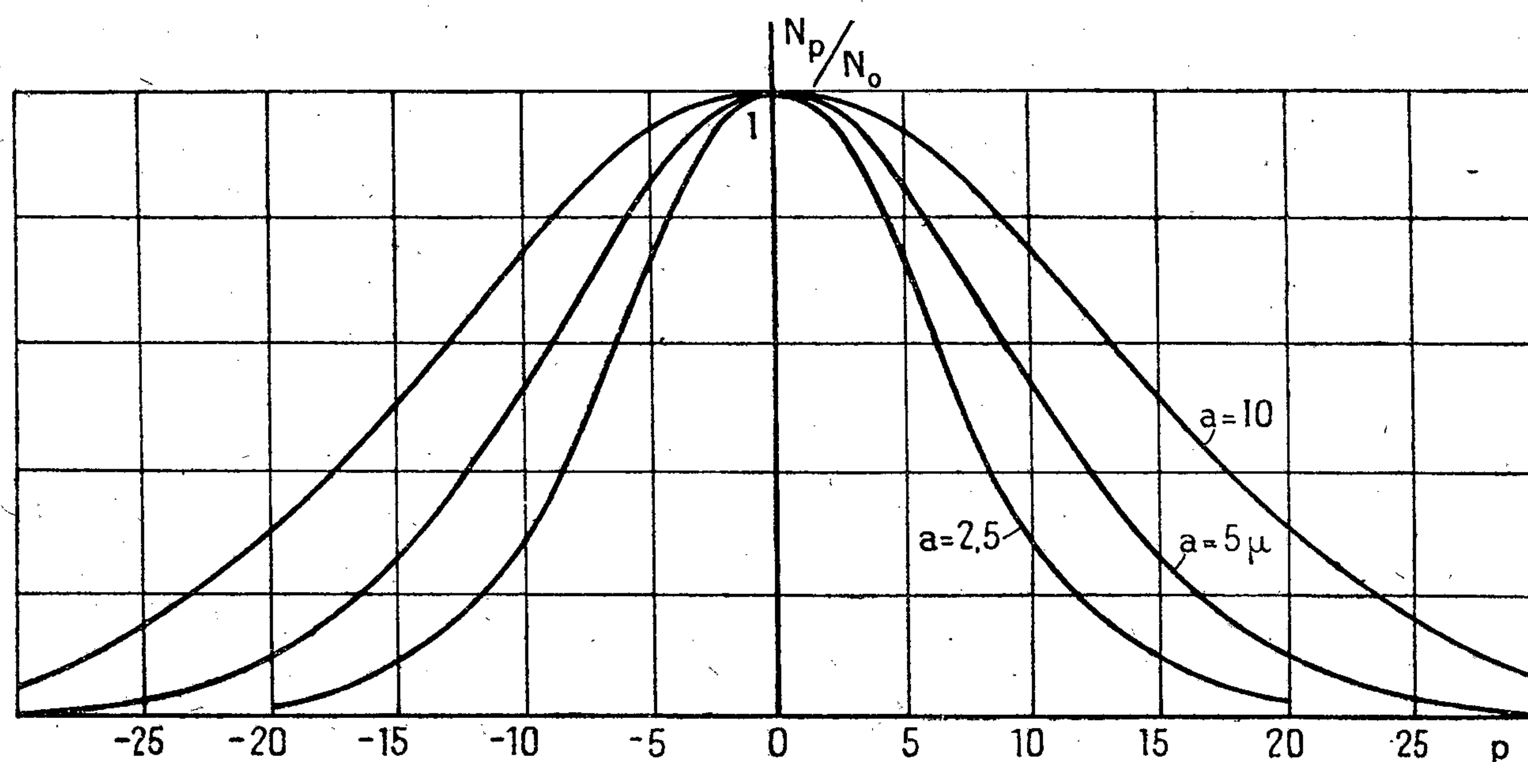
n_1 a donc pour expression, en posant $\varepsilon k/\mathrm{D}a = \eta$,

$$n_1 = \frac{n_0}{\exp p\eta - 1}\left\{\exp\left[p\eta\left(1 - \frac{a}{r}\right)\right] - 1\right\}.$$

La gouttelette absorbe donc en moyenne par seconde $\beta_p n_0$ ions positifs, en posant $\beta_p = 4\pi a \mathrm{D} p\eta/\exp p\eta - 1$.

Pour les ions négatifs le coefficient β_{-p} correspondant est égal à $\dfrac{4\pi a\mathrm{D}p\eta}{1-\exp(-p\eta)}$. En particulier, pour les gouttes neutres, $\beta_0 = 4\pi a\mathrm{D}$.

Ces résultats s'énoncent également ainsi : soit N_p le nombre par unité de volume des gouttelettes de charge $p\varepsilon$. Le nombre de celles qui capturent un ion positif est par seconde de $\beta_p n_0 \mathrm{N}_p$. β_p est donc un véritable coefficient de recom-



binaison entre gouttelettes et ions positifs, β_{-p} entre gouttelettes et ions négatifs. Le nuage étant, par hypothèse, globalement neutre $\mathrm{N}_{-p} = \mathrm{N}_p$. Il apparaît par seconde, aux dépens des gouttelettes de charge $p\varepsilon$, un nombre $\beta_p \mathrm{N}_p n_0$ de gouttelettes de charge $(p+1)\varepsilon$. Inversement $\beta_{-p-1}\mathrm{N}_{p+1} n_0$ gouttelettes de charge $(p+1)\varepsilon$ se transforment en gouttelettes de charge $p\varepsilon$. Dans l'état de régime les gains doivent être égaux aux pertes. D'où

$$\beta_p \mathrm{N}_p = \beta_{-p-1}\mathrm{N}_{p+1}.$$

Cette loi de récurrence permet de calculer N_p en fonction de N_0 :

$$\frac{\mathrm{N}_p}{\mathrm{N}_0} = \frac{1}{p\eta}\left\{\exp\left[-\frac{p(p-1)}{2}\eta\right] - \exp\left[-\frac{p(p+1)}{2}\eta\right]\right\}.$$

Le tracé de la courbe de répartition montre que la dispersion des charges est d'autant moindre que le rayon a est plus petit. La valeur de N_0 s'obtient en exprimant que le nombre total de gouttelettes est N :

$$N_0\left\{1+2\sum_{p=1}^{\infty}\frac{\exp\left[-\frac{p(p-1)}{2}\eta\right]-\exp\left[-\frac{p(p+1)}{2}\eta\right]}{p\eta}\right\}=N;$$

graphiquement, pour $a=5\,\mu$, on trouve que les gouttelettes neutres forment 4,46 % du total; 76 % des gouttelettes ont une charge inférieure à 10ε; 97 % à 20ε.

Pour obtenir la densité ionique moyenne n_0, il suffit d'écrire que le nombre total d'ions qui disparaissent par centimètre cube et par seconde est égal à q

$$q=\beta_0 N_0 n_0+\sum_{p=1}^{\infty}(\beta_p+\beta_{-p})N_p n_0.$$

En remplaçant $\beta_p \beta_{-p} N_p$ et N_0 par leurs expressions, il vient

$$n_0=\frac{q}{4\pi N a D}\,\frac{\frac{1}{2}+\sum\limits_{p=1}^{\infty}\frac{1}{p\eta}\left\{\exp\left[-\frac{p(p-1)}{2}\eta\right]-\exp\left[-\frac{p(p+1)}{2}\eta\right]\right\}}{\sum\limits_{n}^{\infty}\exp\left[-\frac{p(p-1)}{2}\eta\right]}.$$

Pour les valeurs de η, qui correspondent aux valeurs généralement admises pour les différentes grandeurs envisagées, le facteur de $q/4\pi N D a$ diffère très peu de 1 et l'on peut écrire, avec une grande approximation,

$$n_0=\frac{q}{4\pi N D a}.$$

Cette valeur s'obtiendrait directement en considérant toutes les gouttelettes comme neutres. Pour $a=5\,\mu$, on trouve $n_0=47$, alors que, normalement, dans les couches basses de l'atmosphère, n_0 est de l'ordre de 500. La conductibilité dans un nuage serait donc de l'ordre du 1/10 de la conductibilité de l'air extérieur. C'est bien l'ordre de grandeur qui résulte de quelques mesures de E. Mathias et G. Grenet (¹) au sommet du Puy de Dôme. Une vérification expérimentale complète est en cours.

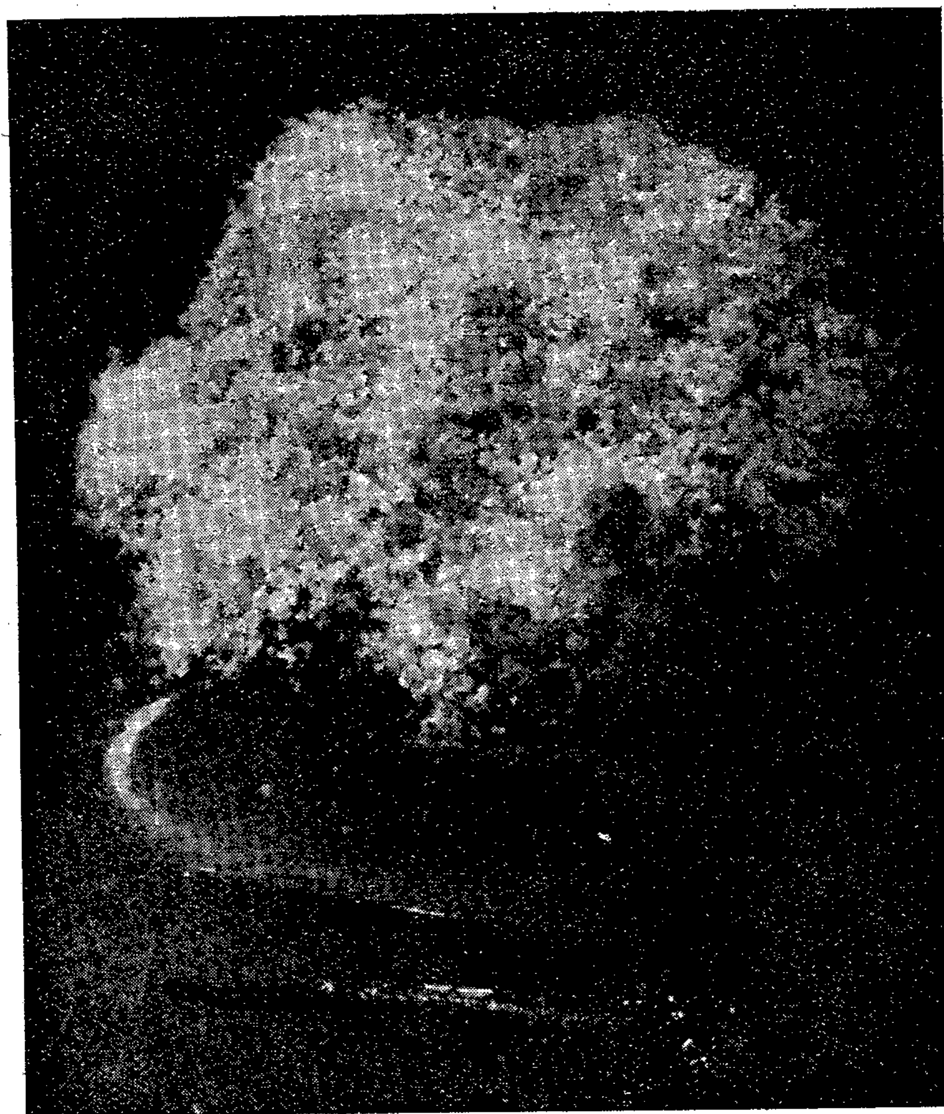
BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Le développement du Mildiou sur des tissus de Vigne cultivés* in vitro. Note de M. **Georges Morel**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

Les biologistes considèrent depuis longtemps, que la culture des Champignons et Bactéries parasites, présente un grand intérêt. Or, si certains agents

(¹) 64ᵉ *Congrès des Sociétés Savantes*, 1931, p. 220.

pathogènes sont faciles à cultiver, d'autres, que l'on a qualifiés de parasites obligatoires, semblent incapables de se développer en dehors de leur hôte habituel; tel est en particulier le cas du Mildiou de la Vigne [*Plasmopara viticola* (Berk. et Curt.) Berlèse et de Tony], qui cause chaque année des ravages importants dans les vignobles. Les nombreuses tentatives effectuées en vue de réaliser sa culture sur des milieux variés ont constamment échoué.

Afin de faciliter la solution de ce problème, nous avons essayé d'obtenir le développement du Mildiou sur des tissus de Vigne cultivés *in vitro*.



Aspect d'un cal de Vigne envahi par le *Plasmopara*.
Les bouquets de conidies apparaissent comme de fines granulations blanches recouvrant tout le fragment de tissu et le masquant complètement.

Pour cela nous avons prélevé aseptiquement des fragments de jeunes sarments provenant de ceps de la variété *Aramon* et nous les avons cultivés dans un des milieux utilisés par Gautheret dans ses recherches sur la culture de tissus végétaux (1).

---

(1) Composition du milieu utilisé :

Solution de Knop diluée de moitié	1000$^{cm^3}$
Gélose	12^{g}
Glucose	30
Acide indol-β-acétique	0,0001
Aneurine	0,0001

Au bout d'un mois, les fragments avaient produit des cals volumineux; nous les avons alors infectés au moyen de conidies de Mildiou provenant de feuilles attaquées.

Étant donné que ces conidies ne peuvent germer qu'en milieu liquide, nous disposions une goutte d'eau stérile, à la surface du fragment et c'est dans cette goutte d'eau, que nous transportions les conidies. Les cultures étaient maintenues à une température de 20°. Dans ces conditions nous avons vu, au bout de six jours, les tissus de Vigne se couvrir d'un duvet incolore, qui, observé au microscope, présentait l'aspect caractéristique de l'appareil conidien du *Plasmopara*.

Le mycélium demeurait presque exclusivement localisé dans la profondeur des tissus; il s'insinuait entre les cellules et envoyait des suçoirs dans certaines d'entre elles. Seuls les appareils conidiens et de rares filaments mycéliens se développaient à l'air libre. En observant les régions baignées par le milieu de culture, nous avons constaté qu'aucune portion de mycélium ne se développait dans le substratum : celui-ci semblait donc impropre au développement du Champignon. Nous n'avons jamais observé la formation d'œufs.

Ces tissus, sur lesquels nous avons obtenu le développement du *Plasmopara*, étaient dépourvus de chlorophylle; ce résultat est contraire à l'opinion de nombreux auteurs, qui considèrent que seuls des tissus verts peuvent être infestés par ce Champignon.

Nous avons enfin constaté que la durée de croissance du Champignon dépend de la température et des dimensions du fragment des tissus. En général, à la température de 20°, les cultures doivent être repiquées chaque mois en transportant quelques conidies sur de nouveaux tissus de Vigne.

Nous avons obtenu des résultats identiques en utilisant comme substratum des tissus de Vigne provenant d'une souche ayant subi trois repiquages, au lieu de nous servir de fragments provenant de plantes normales.

En résumé nous sommes parvenu à cultiver le Mildiou de la Vigne sur des tissus de l'hôte normal de ce parasite, réalisant ainsi des cultures associées.

ANATOMIE COMPARÉE. — *Le télencéphale du Daman.*

Note de Mlle **Madeleine Friant**, présentée par M. Émile Roubaud.

Le Daman ou *Procavia* (avec les trois sous-genres *Procavia*, *Heterohyrax* et *Dendrohyrax*), classé aujourd'hui, on ne sait pourquoi, peut-être en raison de son placenta zonaire, à côté des Proboscidiens, est un véritable Ongulé périssodactyle; il en a tous les caractères fondamentaux : l'axe d'appui de ses extrémités passe par le rayon n° 3 et il possède aussi une poche gutturale, diverticule de la trompe d'Eustache, qui ne se rencontre que chez les Périssodactyles et chez les Cétacés, qui, phylogénétiquement, s'y rattachent (R. Anthony); sa dentition enfin le rapproche avec évidence des Rhinocéros.

A l'époque actuelle le Daman, qui habite l'Afrique et la Syrie, est le seul Ongulé de taille si réduite; mais, à l'époque tertiaire, il a existé des Ongulés (le *Tapirulus*, notamment) de très petite taille.

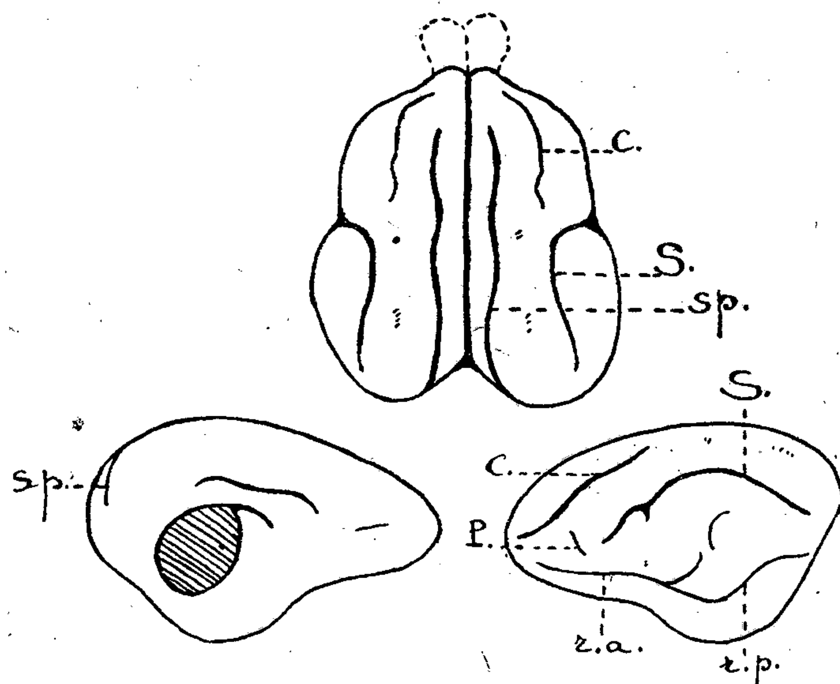


Fig. 1. — *Procavia* (*Dendrohyrax*) *arboreus adolfi-friederici* Brauer, du Musée royal d'Histoire naturelle de Belgique. Mission Frechkop, 1938, n° 202. Kivu, près du Parc Albert (Congo belge). Télencéphale. Fœtus avancé (longueur de l'extrémité du museau à l'origine de la queue : 22^{mm}). *En haut* : face supérieure; *à droite*, face externe gauche; *à gauche*, face interne de l'hémisphère gauche. *r.a*, scissure rhinale antérieure; *r.p*, scissure rhinale postérieure; S, *Suprasylvia*; P, *Præsylvia*: C, Coronal; *sp*, Splénial.

Le cerveau du Daman n'a fait l'objet que d'observations contradictoires et déjà anciennes (J. Krueg, 1880; W. Turner, 1890; G. Elliot Smith, 1902).

J'ai eu l'occasion d'étudier, au Musée royal d'Histoire naturelle de Belgique, le cerveau de deux fœtus de *Procavia* (*Dendrohyrax*) provenant du Congo belge. Le plus jeune même d'entre eux, encore loin du terme (longueur de l'extrémité du museau à l'origine de la queue, 16^{cm}), possède tous les sillons cérébraux de l'adulte; c'est que le Daman, à la naissance, est extrêmement développé, ainsi qu'il est de règle chez les Ongulés, dont une partie de l'enfance se passe, en quelque sorte, dans le sein de leur mère, alors que d'autres Mammifères, comme l'Ours par exemple, naissent au contraire très jeunes, leur cerveau étant encore presque lisse, à ce moment.

Voici les caractères observés (*fig.* 1);

La scissure rhinale, continue et bien visible (*r.a., r.p.*), sépare le rhinencéphale du *Neopallium*.

Sur la face externe du *Neopallium*, la *Suprasylvia* (S.), arquée, limite, avec la *Præsylvia* (P.), très courte, et la scissure rhinale, le territoire central, dans lequel on n'observe aucun sillon fondamental. En avant, le Coronal (C.), allongé, se recourbe, dans sa partie antérieure, vers le plan mésial; en arrière de lui, quelques faibles dépressions marquent la trace du Latéral. Parallèlement à la scissure interhémisphérique et très près d'elle, s'étend un sillon bien marqué (Sp.) passant légèrement, en arrière, sur la face interne de l'hémisphère : c'est, incontestablement, le Splénial, sillon appartenant typiquement à la face interne, qu'on voit, cependant, chez quelques formes de petite taille (*Hyæmoschus, Tragulus, Cephalophus,* parmi les Artiodactyles; *Helictis subaurantiaca*

Swinh., parmi les Carnassiers), passer, comme chez le Daman, largement sur la face externe. On peut expliquer la position si particulière du Splénial ici, en supposant que le pli interne du manteau s'est, en quelque sorte, formé plus intérieurement qu'à l'ordinaire. Chez le *Procavia* (*Procavia*) *capensis* Pall. représenté par G. Elliot Smith et aussi chez celui figuré par W. Turner, le Splénial empiète davantage, en arrière, sur la face interne et forme, sur la face externe, avec celui du côté opposé, un angle aigu vers l'arrière. Les sillons néopalléaux varient, d'ailleurs, d'une façon assez considérable avec les sous-genres, les espèces, et même les individus considérés. Il est, toutefois, intéressant de souligner (au moins d'après les spécimens étudiés) que, dans le sous-genre *Dendrohyrax*, arboricole, la partie postérieure du Splénial, la Calcarine qui, par définition, marque, sur la face interne, la limite antérieure de l'aire visuelle ou striée, se trouve presque entièrement sur la face externe, alors que cette partie du Splénial est située, dans le sous-genre *Procavia*, habitant des steppes et des rochers, sur la face interne de l'hémisphère, comme il est de règle.

Chez les fœtus étudiés, la face interne du *Neopallium* est complètement lisse, exception faite de l'extrémité toute postérieure du Splénial (Calcarine), visible en arrière, et d'une ébauche de *genualis*, en avant du corps calleux.

En résumé, le télencéphale du Daman est nettement celui d'un Ongulé. Si l'on n'observe pas de *Pseudosylvia*, cela tient, au moins en partie, à la petite taille de l'animal : c'est ainsi que, parmi les Artiodactyles, il n'existe de *Pseudosylvia* que chez quelques formes de grande taille (*Hippopotamidæ*, *Giraffidæ*). L'*Ectosylvia* est également absente. Il s'agit là d'un sillon qui disparaît toujours chez les Primates (le *Chiromys* excepté) et tend à disparaître dans quelques groupes de Carnassiers. Il ne faut donc pas s'étonner de son absence chez un Ongulé de petite taille. La position du Splénial, presque tout entier sur la face externe, est surtout à noter. Parmi les Périssodactyles, dont le Daman fait, certes, partie, ce sillon se trouve, au contraire, tout entier sur la face interne chez le Tapir (M. Friant, 1943), son extrémité antérieure, le crucial, passant seule sur la face externe de l'hémisphère chez le Cheval (R. Anthony et J. de Grzybowski, 1930). — Enfin il n'y a pas trace de région cérébrale operculisée, alors qu'une double operculisation (néopalléale et rhinencéphalique) s'observe chez les Périssodactyles actuels de grande taille.

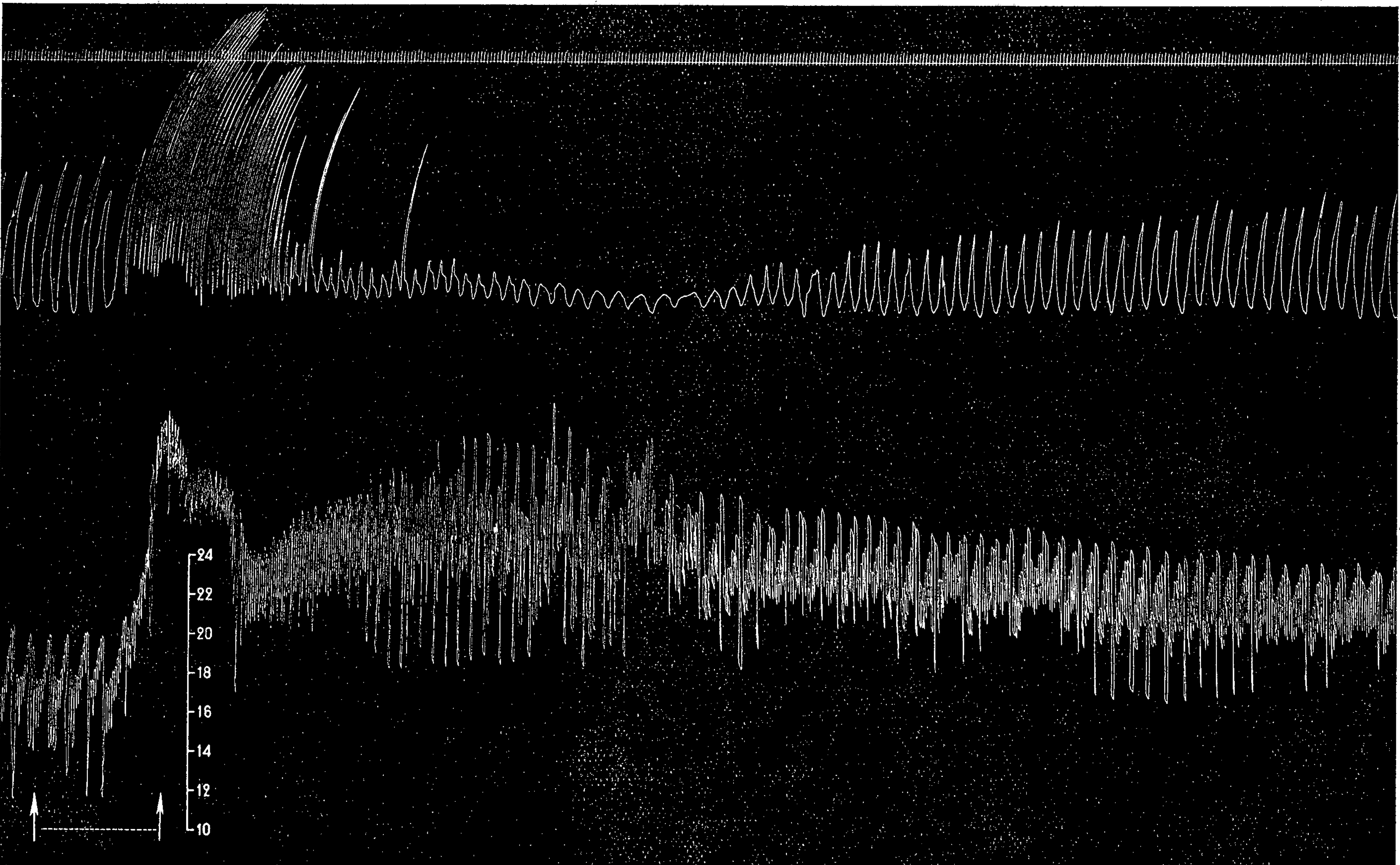
PHARMACODYNAMIE. — *Sur les effets tenseurs et respiratoires de la bufoténine basique dissoute dans le diméthyl-acétonyl-carbinol.* Note [1] de M. Raymond-Hamet, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Parce qu'elle est pratiquement insoluble dans les solvants habituellement utilisés en pharmacologie, l'évodiamine n'a pu être étudiée sur l'animal que quand nous eûmes découvert [2] qu'elle est assez soluble dans le diméthyl-

---

(1) Séance du 27 décembre 1943.

(2) Raymond-Hamet, *Communication à la Société de Chimie biologique*, séance du 16 novembre 1943.



Expérience du 17 *décembre* 1943. — Chien de 9kg,500, anesthésié par le chloralose (12 cg/kg). 1re ligne : temps en secondes. 2e ligne : contractions respiratoires enregistrées par l'explorateur de la pulsation cardiaque de Marey. 3e ligne : pression carotidienne enregistrée au moyen du manomètre à mercure. Entre les deux flèches on a injecté lentement dans la saphène 2mg de bufoténine pure de Wieland en solution dans 2cm3 de diméthl-acétonyl-carbinol. Tracé réduit de moitié

acétonyl-carbinol dont D. C. Walton, E. F. Kehr et A. S. Lœvenhart ([3]) ont mis en évidence la faible toxicité.

Après nous être assuré que ce solvant n'altère pas les effets sympathicolytiques et hypotenseurs de la yohimbine ([2]), nous avons pu constater qu'il ne paraît pas modifier l'activité physiologique essentielle d'une substance hypertensive de nature nicotinique, la bufoténine.

C'est ainsi que, dans l'expérience qui a fourni le tracé ci-joint, l'injection intraveineuse de 2^{mg} de bufoténine pure de Wieland, en solution dans 2^{cm^3} de soluté physiologique de chlorure de sodium, a élevé la pression carotidienne de 202 à 315 soit de 113^{mm} de Hg et a entraîné des phénomènes respiratoires se traduisant d'abord par une forte augmentation de l'amplitude et de la fréquence des contractions, puis par une très grande réduction de celle-ci et de celle-là, enfin par le retour lent et progressif à l'état initial.

Il convient de remarquer que les phénomènes respiratoires que nous avons observés à la suite de l'injection de bufoténine diffèrent profondément de l'apnée exclusive, que H. Handowsky ([4]) a déclaré avoir toujours obtenue chez le Chat et le Lapin soumis à l'action de cette substance. Mais il faut noter d'autre part que l'action respiratoire de la bufoténine, telle que nous venons de la décrire, est tout à fait semblable à celle de la bufoténidine ([5]), qui est l'autre base azotée du venin du Crapaud commun.

La séance est levée à 16^h30^m.

L. B.

([3]) *Journal of Pharmacology*, 33, 1928, pp. 175-183.
([4]) *Arch. f. exp. Pathol. u. Pharmakol.*, 86, 1920, pp. 138-158.
([5]) Raymond-Hamet, *C. R. Soc. Biol.*, 137, 1943, pp. 74-75.

ERRATA.

(Séance du 13 septembre 1943.)

Note de M. *Victor Thébault*, Sur les sphères de Tücker du tétraèdre :

Page 258, ligne 22, *au lieu de* $l^2.\lambda^2 ab'c'$, *lire* $l^2.\lambda ab'c'$.
Page 259, ligne 20, *au lieu de* $\rho'_A = R(\cos A \tang \theta + \sin A)$, *lire* $\rho'_A = R/2.(\cos A \tang \theta + \sin A)$.

(Séance du 3 novembre 1943.)

Note de MM. *Robert Bouvaist* et *Victor Thébault*, Sur la géométrie du tétraèdre :

Page 419, ligne 19, *au lieu de* d'orthocentre H, *lire* d'orthocentre H ≡ P; lignes 20 et 21, *au lieu de* PBCD, PCDA, PDAB, PABC, *lire* HBCD, HCDA, HDAB, HABC.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 10 JANVIER 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie le décès de M. **Henri Buisson**, Correspondant pour la Section de Physique générale, survenu, à Marseille, le 6 janvier 1944.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Anomalies diamagnétiques en relation avec des contraintes structurales*. Note de M. **Paul Pascal**.

Dans une Note récente, nous avons montré que la baisse anormale Δ du diamagnétisme moléculaire χ_m, constatée dans les dérivés polyhalogénés du carbone, pouvait être expliquée par l'écrasement mutuel des nuages électroniques entourant les atomes trop voisins l'un de l'autre. La facilité avec laquelle nous avons pu relier numériquement Δ à la structure de la molécule et aux constantes essentielles des ions (rayon, déformabilité) tenait au fait que l'ion C^{++++} est caractérisé par sa tétravalence, qui assure une grande régularité des structures, et par sa déformabilité presque négligeable; seules intervenaient pratiquement les interactions des halogènes.

Les mêmes anomalies se rencontrent dans de nombreux autres dérivés polyhalogénés et leur explication reste la même. La baisse du diamagnétisme croît avec le nombre des pénétrations mutuelles des ions halogènes, avec leur déformabilité; mais elle est aussi fonction de l'écrasement possible des autres systèmes électroniques de la molécule. S'il devient alors difficile d'expliciter *a priori* la valeur de Δ, il n'en subsiste pas moins certaines règles qualitatives que nous résumerons ci-dessous :

1° L'atome relié à plusieurs halogènes, du fait des échanges électroniques de liaison, prend une structure rappelant celle d'un ion positif entouré d'ions négatifs.

2° Lorsque les ions halogènes peuvent se placer au contact de l'ion central et former un groupement dans lequel ils ne se touchent pas, la baisse du diamagnétisme est faible, sinon nulle.

3° Quand il y a pénétration réciproque des ions, cette baisse croît avec le nombre et l'importance des *écrasements* [produit de la pénétration ϖ par la déformabilité α (¹)].

On vérifie facilement, pour un ion de rayon r_1, entouré de n ions de rayon r_2, venant à son contact, que les conditions de pénétration mutuelle de ces derniers et leur pénétration mutuelle ϖ sont les suivantes :

n_0.	Symétrie.	Pénétrabilité ($r_1 : r_2$).	Pénétration (ϖ).
3	triangulaire	$< 0,154$	$0,268 r_2 - 1,732 r_1$
4	carrée	$< 0,414$	$0,586 r_2 - 1,414 r_1$
4	tétraédrique	$< 0,224$	$0,367 r_2 - 1,633 r_1$
5	pentagonale	$< 0,695$	$0,820 r_2 - 1,180 r_1$

La mesure des moments polaires et, pour les solides, l'analyse aux rayons X conduisent à admettre que l'atome central n'est pas toujours coplanaire avec les halogènes quand ceux-ci forment un système triangulaire, carré ou pentagonal. La molécule prend alors une configuration pyramidale et forme un dipôle de moment μ. Dans ces conditions les ions halogènes acquièrent parfois une liberté relative et leur pénétration ϖ peut devenir inférieure aux valeurs indiquées.

Nous avons montré, il y a longtemps, que l'application des règles d'additivité fournissait des valeurs sûres de la susceptibilité atomique χ_A d'un élément A, quand on les appliquait aux *ortho*-esters et aux dérivés alkylés.

Voici quelques exemples, complétés par les rayons ioniques, calculés par Pauling :

	$-10^6.\chi_m$.	$-10^6.\chi_A$.	r_A.
$Si(OC^2H^5)^4$	138,0	13,0	0,41 Å
$P(CH^3)^3$	36,8	10,0	0,34
$P(OC^6H^5)^3$	181,5	10,0	0,34
$As(OC^6H^5)^3$	195,0	21,0	0,47 Å
$B(OCH^3)^3$	63,9	7,2	0,20

Rappelons d'ailleurs d'autres constantes dont nous aurons besoin par la suite :

	$-10^6.\chi_A$.	r_A.
Sb	27,0	0,62 Å
Bi	40,3	0,20
F	6,45	1,36
Cl	19,9	1,91 Å
Br	30,4	1,96
I	44,6	2,16

Dans l'hypothèse d'une rigidité totale de l'ion central A, on devrait s'attendre à une baisse du diamagnétisme pour les seuls composés du type AX^5, comme $SbCl^5$ ($\mu \neq 0$, $\varpi < 0,42$ Å), pour BCl^3 ($\mu = 0$, $\varpi = 0,165$ Å), pour $SiBr^4$ ($\mu = 0$, $\varpi = 0,048$ Å), pour $SiCl^4$ ($\mu = 0$, $\varpi = 0,03$ Å) et pour les polyhalogénés $R'SiX^3$.

En fait les déformations au contact de l'ion central interviennent et

(¹) Le module de déformation *mécanique* est supposé, en première approximation, proportionnel au coefficient de polarisabilité électrique.

allongent un peu la liste des composés où le diamagnétisme est inférieur à la valeur calculée par additivité; Δ est, chaque fois, en accord avec les règles énoncées plus haut :

	$-10^6.\chi_m$.	$-10^6.\chi_m$ calc.	$10^6.\Delta$.	Δ prévu.
BCl^3	59,9	66,9	7,0	>0
PCl^3	63,4	69,7	6,3	$\geqq 0$
$SiHCl^3$	71,3	75,6	4,3	>0
$Si(C^2H^5)Cl^3$	96,4	99,3	2,9	>0
Si^2Cl^6	138,0	145,4	2×3,7	>0
$SiCl^4$	88,3	92,6	4,3	>0
$SiBr^4$	128,6	134,6	6,0	>0
$AsCl^3$	79,9	80,7	0,8	0
SbF^3	46,0	46,3	0,3	0
$SbCl^3$	86,7	86,7	0	0
$SbBr^3$	114,8	118,2	3,4	0
$SbCl^5$	115,9	126,5	10,6	>0
$SnCl^4$	115,3	115,3	0	0
$SnBr^4$	149,0	157,3	8,3	0

Des anomalies comparables s'observent quand on remplace les ions halogènes, assez volumineux, par des groupements atomiques, de grande dimension transverse au voisinage de leur point d'attache.

C'est le cas pour les radicaux aromatiques, qui donnent lieu à un *encombrement* au moins égal à celui de l'ion I^-. Ainsi les dérivés organométalliques arylés MAr^n suivent suffisamment les lois d'additivité quand l'élément central M est divalent; il en est de même, en général, quand il est trivalent; mais, si quatre noyaux aromatiques sont liés à un même atome A, la dépréciation du diamagnétisme se manifeste aussitôt, même quand l'ion A est assez volumineux. Voici quelques chiffres démonstratifs :

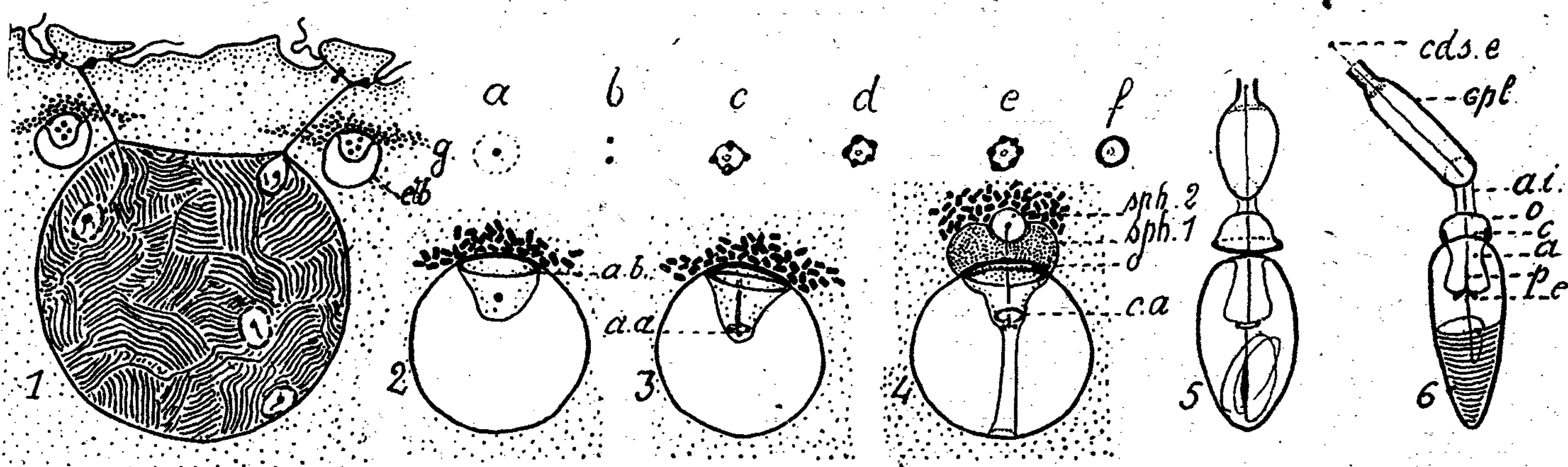
	$-10^6.\chi_m$.	$-10^6.\chi_m$ calc.	$10^6.\Delta$.	r_A.
$S(C^6H^5)^2$	117,7	119,2	1,5	0,29 Å
$Se(C^6H^5)^2$	126,8	127,7	0,9	0,42
$P(C^6H^5)^3$	166,8	166,3	−0,5	0,34
$As(C^6H^5)^3$	176,9	177,0	0,2	0,47
$As(C^6H^5)^2Cl$	145,5	145,1	−0,4	0,47
$As(C^6H^5)^2(OC^6H^5)$	182,6	183,0	0,4	0,47
$Sb(C^6H^5)^3$	182,2	183,3	1,1	0,62
$Bi(C^6H^5)^3$	197,4	196,6	−0,8	0,74
$Si(C^6H^5)^4$	212,2	221,4	9,2	0,41
$Sn(C^{10}H^7)^4$	352,8	390,1	37,3	0,71
$Pb(C^6H^5)^4$	200,9	247,7	47,2	0,84

Notons même que, malgré nos efforts de purification, l'étain-tétraphényle nous est toujours apparu comme faiblement paramagnétique ($\chi_m = +30.10^{-6}$). Nous poursuivons nos contrôles sur ce point.

PROTISTOLOGIE. — *Sur les premiers stades de la cnidogenèse chez le Péridinien* Polykrikos Schwarzi. *Leurs rapports avec les dictyosomes.* Note de MM. **Édouard Chatton** et **Raymond Hovasse**.

En 1914 (*Arch. de Zool. exp. et gén.*, 54, pp. 154-194, 1 pl.) Chatton établit que les cnidocystes du *Polykrikos Schwarzi*, analogues à ceux des Hydraires (*fig.* 6), sont des organites appartenant en propre au Péridinien et y effectuant une évolution complexe qu'il considère comme autogénétique. Nous en avons repris l'étude. Elle fait ressortir qu'à son début, cette évolution comporte certains stades qui sont en contact avec les cinétides de Chatton et Weill, 1924 (*C. R. Soc. Biol.*, 91, pp. 580-584, fig.) et les amas de dictyosomes de Chatton et Grassé, 1929 (*C. R. Soc. Biol.*, 100, pp. 281-286, fig.). A propos de ces derniers rapports, il faut évoquer ceux que Wegener (*Arch. russes d'anat. hist. et embryol.*, 17) a décrits en 1937, chez *Pelmatohydra*, entre l'ébauche du cnidocyste et l'appareil de Golgi.

Chez le *Polykrikos* les premières ébauches des cnidocystes (*fig.* 1, *éb.*) sont au nombre de huit, situées auprès de l'insertion de chaque cinétide sur le noyau et au niveau de l'amas golgien correspondant (*fig.* 1, *g.*). Ce sont des vacuoles (*fig.* 2-3) cnidogènes qui montrent du côté de l'amas golgien, une saillie interne conique dont la base est sertie par un anneau basal (*fig.* 2, *a.b.*). Elle contient un, deux, puis quatre corpuscules (*a, b, c*) de nature centrosomienne (cnidosomes).



Polykrikos Schwarzi Bütschli. — 1, noyau avec les deux cinétides, les deux amas golgiens (*g*) et les deux ébauches des cnidogènes (*éb.*); 2-4, vacuoles cnidogènes; 5, cnidocyste jeune; 6, cnidocyste achevé; *cpl*, cnidoplaste; *a-f*, évolution de l'anneau apical du cnidogène.

Ceux-ci se disposent, au sommet de la saillie, en un anneau apical (*fig.* 3, *a.a.*) parallèle à l'anneau basal et qui a, avec celui-ci, un axe commun, l'*axe cnidogène* (*fig.* 3). Sur cet anneau apical les cnidosomes se multiplient et se fusionnent en un cercle relativement épais, le *cercle apical* (*fig.* 4, *c.a.*). Il reste cependant à l'extrémité apicale de l'axe cnidogène un cnidosome souvent dédoublé. Un pilier cylindrique s'établit entre le cercle apical de la saillie et la paroi opposée de la vacuole.

Les dictyosomes n'entrent pas dans la vacuole, ni dans la saillie interne. Mais c'est à leur contact qu'apparaît la *cnidosphère* (Chatton, 1914) (*fig.* 4, *sph.* 1). C'est un amas de substance protoplasmique différenciée, très éosinophile, qui se développe assez rapidement entre la vacuole et l'amas golgien. Tout en s'éloignant de la vacuole, cet amas continue de coiffer la cnidosphère. Il est permis de supposer que la substance golgienne participe à l'élaboration de la cnidosphère quoique les dictyosomes ne soient pas visiblement transformés ou consommés. Par contre la formation de la cnidosphère est manifestement en rapport avec la prolongation de l'axe cnidogène et la migration d'un cnidosome qui va le terminer du côté externe et se placer au pôle externe de la cnidosphère. Là il détermine la condensation autour de lui d'une deuxième sphère (*sph.* 2) sertie dans le pôle externe de la sphère 1.

Pendant ce temps les autres portions du cnidogène évoluent : la paroi de la vacuole se revêt d'une mince cuticule qui se prolonge sur la saillie. Dans celle-ci s'édifie aux dépens de l'axe et du cercle apical une formation complexe qui donnera le percuteur et son embase (*fig.* 6, *p.e.*), l'ampoule et son clapet (*a.c.*). Quant à l'opercule, il forme à ce stade une calotte très étalée sur la vacuole (*fig.* 4, *o.*), et dont la marge n'est autre que l'anneau basal. Celui-ci est surmonté par la sphère 1 et par la sphère 2 avec son cnidosome, incluse dans l'amas golgien, et connectée dans de rares cas avec la cinétide.

A partir de ce stade, les cnidogènes soudés à leur cnidosphère s'éloignent de leur position initiale juxtanucléaire vers la face dorsale du Péridinien où s'achève leur évolution en cnidocyste (*fig.* 5-6). Celle-ci consiste : 1° en une chitinisation, *a.* de la paroi de la vacuole qui devient la capsule ovoïde; *b.* de l'opercule qui rétrécit son diamètre; *c.* de l'ampoule qui représente la réaction de Feulgen; 2° en une poussée, à partir du cnidosome apical qui termine vers l'intérieur l'axe cnidogène, du filament d'abord rectiligne, lâchement enroulé ensuite, puis à tours hélicoïdaux serrés.

En même temps la cnidosphère s'allonge, prend la forme d'une bouteille par le goulot de laquelle surgit un « cnidosome externe » (*fig.* 5). En continuant à se rétrécir, cette cnidosphère en bouteille deviendra un cylindre arrondi à une extrémité, en goulot à l'autre, et qui porte son cnidosome externe au bout d'une longue et fine desmose qui le traverse de part en part suivant son axe (*fig.* 6). C'est le corps que Chatton (1914) a décrit sous le nom de *cnidoplaste* (*cpl.*), et qui est attaché, par un article intermédiaire (*a. i.*) soudé à son extrémité arrondie, à l'opercule du cnidocyste. Ainsi la formation de la cnidosphère par le cnidogène et l'évolution simultanée de ces deux éléments aboutit-elle au couple d'organites constitué par le cnidoplaste articulé sur le cnidocyste (*fig.* 6).

Le rôle et la signification du cnidoplaste reste jusqu'ici tout à fait énigmatique. Chatton lui avait, en 1914-1925 (*Ann. Sc. nat.*, 10e série, 8, pp. 6-84, 1 pl.), attribué le rôle d'un bourgeon générateur d'un nouveau

cnidogène. Cette notion impliquait une évolution cyclique autogénétique du cnidocyste. Nous ne voyons pas d'image qui établisse un lien entre le corps même du cnidoplaste et le cnidogène. Cependant si ce lien se réduisait à une continuité entre le cnidosome externe du cnidoplaste et le cnidogène. Cependant si ce lien se réduisait à une continuité entre le cnidosome externe du cnidoplaste et le cnidosome initial du cnidogène (*fig.* 2) le cycle se fermerait, l'autogenèse serait réalisée, mais aussi difficile à saisir que le serait cette continuité elle-même entre deux corpuscules punctiformes évoluant dans un protoplasme aussi chargé en éléments figurés que l'est celui du *Polykrikos*.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

André Paillot, S. Kirkor et Mme A.-M. Granger. *L'Abeille. Anatomie. Maladies. Ennemis* (présenté par M. M. Caullery).

HYDRAULIQUE. — *Sur les fluctuations de pression dans les conduites industrielles.* Note de M. **André Fortier**, présentée par M. Henri Villat.

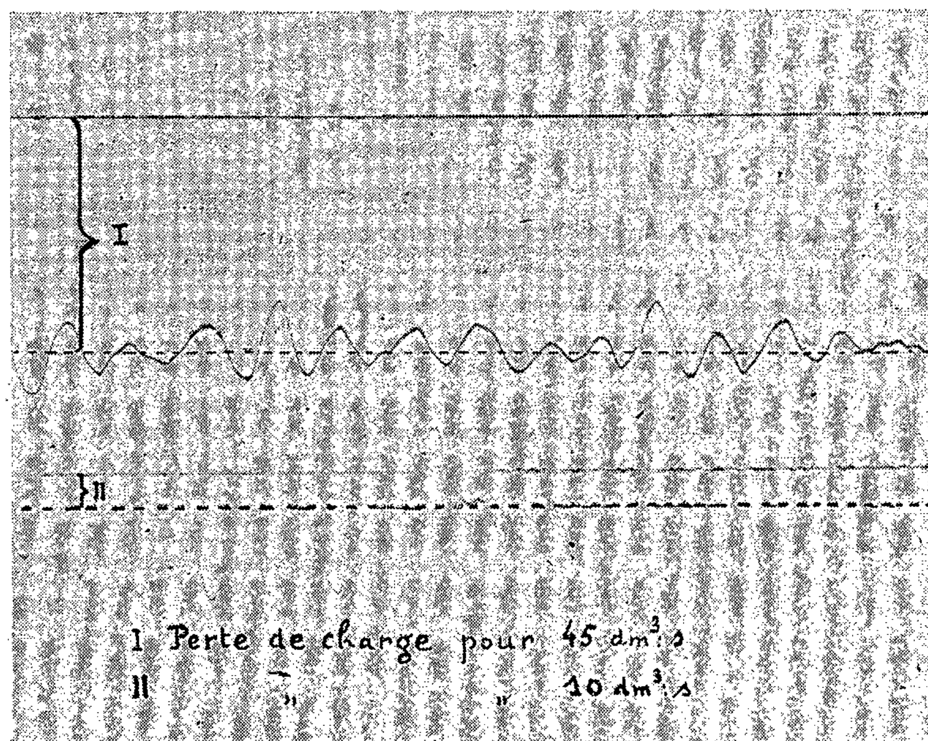
L'existence de fluctuations importantes de pression a été constatée dans les mesures de pression avec des conduites parcourues par un fluide en mouvement en moyenne permanent. Il en résulte des oscillations des niveaux dans les tubes manométriques, ce qui rend difficile toute mesure effectuée avec un manomètre non amorti. Mais l'amortissement masque par contre les phénomènes réels, et même sans amortissement les manomètres usuels ont une inertie trop grande pour suivre les fluctuations rapides de pression; on n'a donc généralement aucune donnée précise sur ces fluctuations.

Or, à l'aide d'un manographe à condensateur de très faible inertie, j'ai enregistré les variations de pression dans diverses sections de conduites en régime permanent en moyenne, et j'ai constaté que l'amplitude des fluctuations de pression est beaucoup plus grande qu'on ne le pense généralement. D'autre part on ne peut admettre que ces fluctuations sont uniquement dues à la turbulence.

Je prendrai, à titre d'exemple, une série d'expériences effectuées sur une conduite cylindrique de 20^{cm} de diamètre et de 40^{m} de longueur, reliée à l'amont à un grand réservoir à niveau constant plein d'eau et de débit réglable. Pour une ouverture donnée de la vanne, un régime permanent en moyenne s'établit et l'on enregistre la différence de pression entre 2 sections de la conduite distantes de 20^{m}. Comme on peut le constater sur les deux fragments d'enregistrement reproduits ci-contre et obtenus, l'un avec un débit de $45\,dm^3 : s$ et

l'autre avec un débit de 10 dm³ : s, le rapport de l'amplitude des fluctuations à la différence de pression moyenne augmente lorsque le débit dans la conduite diminue. Pour le débit de 45 dm³ : s, ce rapport est égal, au maximum, à environ 1/5; il atteint 3 pour le débit de 10 dm³ : s et il dépasse 10 pour des débits plus faibles.

Or, si les fluctuations de pression étaient dues uniquement à la turbulence



de l'écoulement liée à la présence des parois, l'amplitude des fluctuations de pression devrait être de l'ordre de grandeur de l'amplitude des fluctuations de ρu^2 (ρ, masse spécifique, et u, vitesse instantanée), et par conséquence devrait être sensiblement proportionnelle au carré de la vitesse moyenne; la perte de charge étant approximativement proportionnelle au carré de la vitesse moyenne, le rapport de charge moyenne devrait rester pratiquement indépendant du débit. D'autre part, les fluctuations de vitesse ne dépassant guère 10 °/₀ de la vitesse moyenne, il est difficile d'expliquer, dans l'hypothèse du mouvement turbulent d'un fluide incompressible, des variations considérables de pression pour de faibles débits.

On est ainsi amené à penser que les théories actuelles sur la turbulence, où l'on néglige la compressibilité du fluide sont insuffisantes pour expliquer les fluctuations de pression observées. Les résultats de nos expériences s'interprètent en effet facilement si l'on abandonne l'hypothèse de l'incompressibilité et si l'on admet que les petites fluctuations de débit, à l'aval de la conduite, engendrent des *coups de bélier* qui se propagent dans la conduite. Il est facile de voir tout d'abord que le rapport de l'amplitude des fluctuations de pression à la différence de pression moyenne entre deux sections doit alors croître lorsque la vitesse moyenne dans la conduite diminue. La suppression Δh produite par une variation brusque de vitesse moyenne Δu est en effet proportionnelle à $a.\Delta u$ (a désignant la célérité de propagation des ondes dans la

conduite) et l'amplitude relative des fluctuations de pression est proportionnelle à $(a\Delta u/u^2) = (a/u)(\Delta u/u)$, elle croît donc bien lorsque la vitesse diminue, le rapport $\Delta u/u$ restant par ailleurs sensiblement constant. D'autre part, la célérité a étant très grande devant la vitesse moyenne U, des fluctuations très faibles de vitesse peuvent engendrer des fluctuations relatives de pression très importantes.

Dans l'hypothèse de l'écoulement turbulent d'un fluide incompressible, une pré-turbulence imposée à l'écoulement à l'entrée d'un tronçon de conduite s'amortit assez vite, de telle sorte qu'à partir de 50 diamètres environ de l'entrée, on considère généralement que la conduite est assimilable à une conduite infiniment longue, et que les fluctuations de pression et de vitesse sont statistiquement semblables d'une section à l'autre. Il n'en est plus du tout ainsi si aux fluctuations turbulentes, dues à la présence des parois, se superposent des fluctuations de pression et de vitesse provenant d'ondes élastiques se propageant dans la conduite. Ces ondes s'amortissent très lentement et il faudrait opérer sur des longueurs énormes pour que leur influence puisse être négligée. Dans la plupart des expériences, on admet qu'en effectuant des mesures de différences de pressions moyennes entre des sections situées à plus de 50 diamètres des extrémités, les pertes de charge ainsi mesurées ne dépendent plus que de la nature des parois et du nombre de Reynolds de l'écoulement. En réalité ces pertes de charge dépendent aussi des ondes qui se propagent dans la conduite, et étant donnée l'amplitude des fluctuations de pression, il n'est pas certain que la pression moyenne, mesurée par un manomètre dont l'amortissement n'a pas été spécialement étudié, soit effectivement égale à la pression moyenne dans la conduite.

Le problème est encore plus complexe lorsqu'il s'agit des pertes de charge « singulières » dues par exemple à un coude ou à un changement de section de la conduite; dans ce cas la définition même de la perte de charge est difficile à préciser, et il n'est pas étonnant que les expériences conduites sans tenir compte des difficultés que nous venons de signaler fournissent des résultats assez peu cohérents.

ASTRONOMIE. — *Sur l'effet cylindrique dans la variation d'éclat de l'astéroïde* (433) *Eros*. Note [1] de M. CHARLES CAILLIATTE, présentée par M. Charles Fabry.

La discussion des observations photométriques d'Eros de 1901 à 1938 nous avait amené à prendre en première approximation la formule suivante pour représenter l'amplitude de variation d'éclat à courte période de la planète (la

[1] Séance du 15 novembre 1943.

période est de $0^j,2196$ et comprend deux oscillations)

(1) $$A_i = A_0 - a_i|D_{\text{♂}}| + b_i(D_{\text{♂}})^2 \qquad (i=1,\ D+\text{Nord};\ 2,\ D-\text{Sud}),$$

où A_0 est l'amplitude maximum, les a_i, b_i, des constantes déterminées par la condition

$$A_i = 0 \qquad \text{pour } D_{\text{♂}} = \pm 90^\circ,$$

D, déclinaison érocentrique, comptée en degrés.

En transformant la formule (1) avec la meilleure approximation possible, nous avons pu conclure qu'Eros se présentait *photométriquement* comme un ellipsoïde très allongé de demi-axes principaux

$$a = 3,98\,b, \qquad b = c.$$

La présence d'un coefficient cylindrique dans la magnitude absolue [2] nous a conduit à rechercher son existence dans l'amplitude de la variation d'éclat à courte période. En effet, si le corps se conduit comme un cylindre, il doit y exister un *effet dorsal*, nul pour $D_{\text{♂}} = 0$, et variable avec $D_{\odot} - D_{\text{♂}}$. Nous sommes donc parti de la formule

$$A_i = A_0 - a_i|D_{\text{♂}}| + b_i D_{\text{♂}}(D_{\odot} - D_{\text{♂}})$$

qui, traitée par les moindres carrés, nous a donné

$$\text{D Nord}\ldots\ldots \quad A = 1^m,50 - 0^m,0247|D_{\text{♂}}| - 0^m,000182\,D_{\text{♂}}(D_{\odot} - D_{\text{♂}})$$
$$\text{D Sud}\ldots\ldots \quad A = 1^m,50 - 0^m,0280|D_{\text{♂}}| - 0^m,000205\,D_{\text{♂}}(D_{\odot} - D_{\text{♂}})$$

où les déclinaisons sont toujours comptées en degrés.

En faisant dans ces formules $(D_{\odot} - D_{\text{♂}}) = 0$, nous avons été conduit à adopter pour la forme du corps un cylindre à bouts arrondis, pour lequel l'annulation de la variation d'éclat se produit pour $D_{\text{♂}} = 56^\circ,7$ en moyenne.

Représentation des observations. — Nous n'avons pas cherché à représenter les observations de 1901, trop incertaines et discordantes, de même que celles de 1903, 1933 et 1935, qui paraissent entachées d'erreurs systématiques considérables. Pour les autres nous avons obtenu :

Opposition.	Valeurs extrêmes de l'amplitude A.	O — C moyens.	O — C extrêmes.	
1907........	0,0	−0,05	0,00	−0,15
1921.........	0,0	−0,02	0,00	−0,05
1930-31......	de 0,05 à 1,50	−0,02	+0,03	−0,08
1937-38......	de 0,43 à 1,50	0,00	+0,07	−0,04

[2] *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 672.

MÉTROLOGIE. — *Au sujet de deux nouvelles unités secondaires métriques.* Note de M. **Léon Callou**, présentée par M. Albert Pérard.

Dès la seconde moitié du XIXe siècle, les multiples ou sous-multiples ordinaires du mètre sont devenus hors de proportion avec les longueurs qu'avaient à considérer les astronomes et les physiciens. Pour simplifier le langage et éviter l'emploi de nombres trop grands ou trop petits, ils ont été amenés à employer des unités de longueur spécialement choisies. Les premiers utilisent l'*année lumière* et le *parsec*, les seconds le *micron*, l'*angström* et l'*unité X*. Mais ces unités sont aujourd'hui dépassées par les progrès de nos connaissances. La distance des nébuleuses les plus éloignées est de l'ordre de 10^8 années de lumière, soit 10^{21} kilomètres environ; à l'autre extrémité de l'échelle, les dimensions du noyau de l'atome sont de l'ordre de 10^{-6} micron, soit 10^{-9} millimètre. Tous ces chiffres ne représentent pas grand'chose à l'esprit et surtout ne permettent pas de saisir rapidement sans effort les rapports d'éléments de même nature simultanément étudiés.

Un système plus cohérent et plus souple pourrait être obtenu en adoptant deux unités secondaires nouvelles, respectivement égales à 10^{12} et 10^{-12} mètres, et en leur adjoignant les préfixes usuels. Nous proposons d'attribuer à ces unités les noms de ***spat*** (spatium = espace) et de ***stigma*** (στιγμα = point). On obtient ainsi une chaîne continue d'unités ayant entre elles un rapport constant et égal à 10^3, chaîne qui est représentée par le tableau suivant.

Nom et symbole.		Rapport au mètre.			
Mégaspat,	MS	10^{18}	1 parsec = 30,9 KS; 1 année lumière = 9461 S		
Kilospat,	KS	10^{15}	Distance M 31 Andromède	8500	MS
Spat,	S	10^{12}	» α Centaure	40,8	S
Millispat,	mS	10^{9}	» Saturne-Soleil	1,43	S
			» moyenne du Soleil	150	mS
Mégamètre,	Mm	10^{6}			
Kilomètre,	Km	10^{3}	1 microspat = 1 mégamètre		
Mètre,	m	1			
Millimètre,	mm	10^{-3}			
Mégastigma,	Mσ ou μ	10^{-6}	1 micron = 1 Mσ; 1 angström = 100σ		
Kilostigma,	Kσ ou mμ	10^{-9}	Longueur d'onde D_1 du Na	589,6	Kσ
Stigma,	σ	10^{-12}	Diamètre d'une molécule He	192	σ
Millistigma,	mσ	10^{-15}	Longueur d'onde γ du Th C	0,47	σ
Microstigma,	μσ	10^{-18}	Diamètre d'un électron	5,6	mσ

Le trouble temporaire inhérent à toute terminologie nouvelle serait bien vite compensé par les avantages d'un système logiquement ordonné et par la clarté du langage, le *spat* devenant l'unité principale des espaces interplanétaires, le *stigma* celle du domaine de l'analyse spectrale et de la mécanique des atomes.

CALCUL NUMÉRIQUE. — *Sommation, par des représentations empiriques, des séries lentement convergentes rencontrées en physique mathématique (rectification de valeurs classiques incorrectes).* Note [1] de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Aimé Cotton.

I. Les solutions s'obtiennent, en général, sous forme de séries (et même de séries de séries) peu convergentes, et il est nécessaire que des procédés spéciaux en rendent le calcul pratique. L'instrument fondamental, pour de telles séries à termes positifs, est la formule sommatoire d'Euler; encore suppose-t-elle le terme général u_n connu explicitement en fonction de son rang.

Nous avons employé avec succès le procédé consistant à représenter empiriquement le terme général par un développement en $n^{-\alpha}$, à partir d'un certain rang ν. Le reste de la série se calcule alors au moyen des restes, numériquement bien connus, des séries $\Sigma n^{-\alpha}$. Ayant rencontré, dans l'étude nécessaire des restes faite à cette occasion, des irrégularités, gênantes malgré la petitesse des termes sur lesquels elles portaient, nous avons découvert que les valeurs *admises* pour les séries $\alpha = 5$ et $\alpha = 7$ étaient légèrement *erronées*. Voici des valeurs correctes :

Σn^{-5}....... 1,03692 77551 *43369 92633 1427*,

Σn^{-7}....... 1,00834 92773 *81922 82683 97987*.

Le procédé est assez commode, car nous avons trouvé, pour les restes $R(\nu, \alpha)$, une expression empirique simple donnant une précision considérable. Pratiquement, connaissant N termes de la série (N est toujours assez petit), on a intérêt à ne pas prendre pour ν une valeur quelconque comprise entre 1 et N. La meilleure valeur de ν semble indiquée par le maximum que présenterait, en fonction de ν, la somme attribuée à la série (propriété analogue à celle du reste des séries asymptotiques).

Le procédé équivaut à se donner la somme de la série par une relation du type

$$S = \beta_1 u_1 + \beta_2 u_2 + \beta_3 u_3 + \ldots + \beta_N u_N. \quad (1)$$

On arrive plus simplement au résultat, en écrivant directement que la formule est vérifiée pour certaines séries simples, de l'ordre de convergence voulu, $\Sigma n^{-1}(n+1)^{-1}$, $\Sigma(n+1)^{-1}(n+2)^{-1}$, $\Sigma(n+2)^{-1}(n+3)^{-1}$, ..., qui conduisent à des calculs numériques plus commodes que les séries $\Sigma n^{-\alpha}$. Si l'on ne connaît que 5 termes, nous avons trouvé que la formule empirique la plus pratique pour sommer cependant la série était

$$S = u_1 + u_2 + 2u_3 - 10u_4 + 20u_5$$

---

[1] Séance du 27 décembre 1943.

II. Ces procédés sont en défaut si les termes u_n sont de la forme $v_n f_n(x)$, v_n pouvant avoir une allure lentement convergente, mais $f_n(x)$ changeant complètement cette allure.

On se donnera le reste R_ν sous la forme

$$(2) \qquad R_\nu = \frac{\Phi_\nu(x)}{\varphi(\nu)}\left[F_0(x) + \frac{F_1(x)}{\nu} + \frac{F_2(x)}{\nu^2} + \ldots + \frac{F_p(x)}{\nu^p}\right],$$

Φ_ν et φ dépendant de la nature de f et de v. Si $f_n(x) = x^n$, et $v_n = (n\,!)^{-1}$, on prendra $\Phi_\nu = x^\nu$ et $\varphi = \nu\,!$ Ce développement se justifie par le calcul direct des F en fonction des v, qui serait possible si v était donné mathématiquement par une expression explicite en n. Pratiquement, comme ci-dessus, on déterminera les F en posant que les termes physiques u_n sont tels qu'il leur correspond un développement limité à un petit nombre de termes (celui que permet le nombre des données). La somme S_ν des ν premiers termes s'écrivant $(S - R_\nu)$, où S est la somme de la série, on calculera les $(p+1)$ termes F conservés en identifiant, à l'expression $(S - R_\nu)$, pour les diverses valeurs de ν [ayant mis à part, s'il y a lieu, quelques premiers termes de la série auxquels on n'appliquera pas le développement (2)], la somme des ν premiers termes de la série. Nous avons éprouvé la méthode sur le développement en série, connu, de $(e^x - 1)$, dont la convergence est lente à se manifester pour les valeurs notables de x. En poussant le développement jusqu'au terme F_3, et se donnant les 4 premiers termes de la série, on calcule, pour la valeur assez grande $x = 2$, une somme exacte à 4.10^{-4} près.

III. L'application la plus curieuse a trait au calcul des séries trigonométriques (ne procédant pas forcément suivant les multiples entiers de l'argument), si peu convergentes.

Soit le terme général $u_n = v_n \sin nx$, v_n pouvant se développer, pour fixer les idées, en une série $\Sigma \alpha_i n^{-i} (1 \leq i < \infty)$. On cherchera à mettre le reste R_ν sous la forme $\sin \nu x . \Sigma A_i \nu^{-i} + \cos \nu x . \Sigma A'_i \nu^{-i}$. On peut calculer les A et les A', fonctions de x, à partir des α, en écrivant, quels que soient ν et x, $R_\nu - R_{\nu-1} \equiv u_\nu$. On ferait de même pour un terme $w_n \cos nx$. Pratiquement, les α n'étant pas donnés par une expression mathématique explicite, on se borne à calculer (et ces formules seront utilisables dans tous les cas) les A' en fonction des A; et encore ne prend-on cette peine que pour diviser par 2 le nombre des fonctions à déterminer d'après les données physiques. On détermine alors empiriquement les A comme, dans le cas général, les F.

Nous avons appliqué ces considérations au calcul de la série classique $\Sigma[\sin(2n+1)x] : (2n+1)$, qui vaut $\pi : 4$ pour $-\pi < x < \pi$. Pour $x = \pi : 2$, on trouve (les A' n'interviennent pas puisque les cosinus sont nuls), en n'ayant, comme seules données, que les 3 premiers termes de la série, une somme de 0,7852, au lieu de 0,7854; en usant des 4 premiers termes et continuant à développer R_ν à partir de $\nu = 1$, on trouve 0,785434, au lieu de 0,785398,

Pour $x=\pi/4$ (cas bien plus compliqué), on trouve, à partir des 4 premiers termes, 0,7895 au lieu de 0,7854; l'approximation est moins bonne en développant R_ν à partir de $\nu=2$ seulement (somme 0,7758).

IV. Au paragraphe I nous avons exploité l'idée d'un développement de u_n en une série de termes élémentaires de sommation connue. Aux paragraphes II et III nous avons, au contraire, cherché un développement, non pas pour le terme général u_n, mais pour la somme des ν premiers termes u_n, parce qu'avec l'intervention de la variable x, l'opération ultérieure de sommation eût été très difficile. Inversement, on peut étendre aux séries toujours purement numériques, considérées en I, la formule sommatoire (2).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Propagation d'ondes élastiques planes dans un milieu hétérogène*. Note [1] de M. **Maurice Parodi**.

Nous avons montré [2] l'analogie que présente, quant au spectre des fréquences, la propagation des ondes élastiques harmoniques dans un solide avec la propagation des composantes symétriques dans une ligne électrique triphasée; nous nous proposons de montrer ici que la propagation des ondes élastiques harmoniques dans un solide indéfini *hétérogène* satisfait à l'équation du quadripôle comme les ondes électriques dans une ligne *quelconque*, ainsi que nous l'avons rappelé [3].

Nous n'envisagerons que la propagation d'ondes planes, perpendiculairement à une direction $x'x$, dans un solide de masse spécifique ρ et de coefficients de Lamé λ et μ; nous supposerons ces trois paramètres fonctions de la seule variable x.

En représentant par $u(x, t)$ le déplacement longitudinal et par $X(x, t)$ la tension (parallèle à $x'x$), les équations qui régissent la propagation des ondes longitudinales s'écrivent

$$X=(\lambda+2\mu)\frac{\partial u}{\partial x}, \qquad \rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=\frac{\partial X}{\partial x}. \tag{1}$$

Si, d'autre part, $w(x, t)$ est le déplacement tranversal et $Z(x, t)$ la tension (normale à $x'x$), les équations de propagation des ondes transversales s'écrivent

$$Z=-\mu\frac{\partial w}{\partial x}, \qquad \rho\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}=-\frac{\partial Z}{\partial x}. \tag{2}$$

Étant donnée l'identité de forme des équations (1) et (2), nous ne raisonnerons que sur le système (1).

Supposons que les ondes harmoniques, dont nous étudions la propagation,

---

[1] Séance du 4 janvier 1943.

[2] *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 175.

[3] *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 876.

aient une pulsation ω; en opérant comme en électricité, en désignant par $\overline{X}$, et $\overline{u}$ les expressions imaginaires de X et u qui découlent de la représentation de Fresnel, les équations (1) s'écrivent

$$(1') \qquad \overline{X} = (\lambda + 2\mu)\frac{d\overline{u}}{dx}, \qquad -\omega^2 \rho \overline{u} = \frac{d\overline{X}}{dx},$$

ou encore

$$(1'') \qquad \frac{1}{\alpha(x)} X = \frac{du}{dx}, \qquad \beta(x) u = \frac{dX}{dx},$$

en supprimant les barres horizontales pour la commodité de l'écriture.

Nous allons montrer que les valeurs de X et u dans le plan $x = x_1$ sont liées à celles que prennent ces fonctions dans le plan $x = x_2$ par l'équation du quadripôle.

Considérons une fonction arbitraire de la variable x, $y_1(x)$, et multiplions les deux membres de la seconde des équations (1″) par cette fonction; il vient

$$y_1 \frac{dX}{dx} = \frac{d}{dx}(y_1 X) - X\frac{dy_1}{dx} = \beta u y_1,$$

soit

$$(3) \qquad \frac{d}{dx}(y_1 X) = \beta u y_1 + X\frac{dy_1}{dx}.$$

Ajoutons membre à membre la première des équations (1″) et (3), on obtient

$$(4) \qquad \frac{d}{dx}(u + y_1 X) = \beta u y_1 + X\left(\frac{1}{\alpha} + \frac{dy_1}{dx}\right).$$

Déterminons la fonction $y_1(x)$, jusqu'ici arbitraire, par la condition

$$(5) \qquad \beta y_1^2 = \frac{1}{\alpha} + \frac{dy_1}{dx}.$$

L'équation (4) s'écrit alors

$$\frac{d(u + y_1 X)}{u + y_1 X} = \beta y_1 \, dx.$$

Intégrons entre x_1 et x_2; en posant $\int_{x_1}^{x_2} \beta y_1 \, dx = M$, on a

$$(6) \qquad u_2 + y_1(x_2) X_2 = [u_1 + y_1(x_1) X_1] e^M,$$

u_1, X_1, u_2 et X_2 représentant les valeurs de u et de X pour $x = x_1$ et $x = x_2$.

En représentant par $y_2(x)$ une autre solution de (5), on peut écrire

$$(7) \qquad u_2 + y_2(x_2) X_2 = [u_1 + y_2(x_1) X_1] e^N \quad \text{avec} \quad N = \int_{x_1}^{x_2} \beta y_2 \, dx.$$

De (6) et (7) on tire

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} X_2 &= X_1 \frac{y_1(x_1) e^M - y_2(x_1) e^N}{y_1(x_2) - y_2(x_2)} + u_1 \frac{e^M - e^N}{y_1(x_2) - y_2(x_2)}, \\ u_2 &= -u_1 \frac{y_2(x_2) e^M - y_1(x_2) e^N}{y_1(x_2) - y_2(x_2)} \\ &\quad + X_1 \left[\frac{y_2(x_1) - y_1(x_1)}{e^M - e^N} e^{M+N} - \frac{[y_2(x_2) e^M - y_1(x_2) e^N][y_1(x_1) e^M - y_2(x_1) e^N]}{(e^M - e^N)[y_1(x_2) - y_2(x_2)]} \right]. \end{aligned} \right.$$

Or on voit facilement que

$$[y_2(x_1)-y_2(x_1)]\,e^{M+N}=y_2(x_2)-y_1(x_2),$$

il vient finalement

$$(9)\quad\left\{\begin{aligned}X_2&=X_1\frac{y_1(x_1)\,e^{M}-y_2(x_1)\,e^{N}}{y_1(x_2)-y_2(x_2)}+u_1\frac{e^{M}-e^{N}}{y_1(x_2)-y_2(x_2)},\\ u_2&=X_1\left[\frac{y_2(x_2)-y_1(x_2)}{e^{M}-e^{N}}-\frac{[y_2(x_2)\,e^{M}-y_1(x_2)\,e^{N}][y_1(x_1)\,e^{M}-y_2(x_1)\,e^{N}]}{(e^{M}-e^{N})\,[y_1(x_2)-y_2(x_2)]}\right]\\ &\quad-u_1\frac{y_2(x_2)\,e^{M}-y_1(x_2)\,e^{N}}{y_1(x_2)-y_2(x_2)}.\end{aligned}\right.$$

Les équations (9) sont de la forme

$$X_2=AX_1+Bu_1,\qquad u_2=CX_1+Du_1,$$

A, B, C, D ayant une signification évidente.

Comme on vérifie sans peine que $AD-BC=1$, il apparaît que la propagation des ondes longitudinales est régie par l'équation du quadripôle.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Nouvelle méthode pour calculer les propriétés des résonateurs électromagnétiques.* Note ([1]) de M. **Pierre Grivet**, présentée par M. Joseph Bethenod.

1. Pour étudier les états électromagnétiques stationnaires, qui peuvent s'établir à l'intérieur d'une cavité fermée par des parois parfaitement conductrices, on est amené à chercher une solution du système de Maxwell

$$(1)\qquad c.\mathrm{rot}\,\vec{\mathcal{E}}=\frac{\partial\vec{\mathcal{H}}}{\partial t},\qquad\qquad c.\mathrm{rot}\,\vec{\mathcal{H}}=\frac{\partial\vec{\mathcal{E}}}{\partial t},\qquad(2)$$

satisfaisant aux conditions aux limites $\vec{\mathcal{E}}\wedge\vec{n}=0$ ou $\vec{\mathcal{H}}.\vec{n}=0$.

La fréquence des vibrations est alors définie comme valeur propre de l'équation d'ondes qu'on obtient en éliminant $\vec{\mathcal{E}}$ ou $\vec{\mathcal{H}}$ entre (1) et (2). Cette méthode fournit une solution complète pour quelques volumes simples ([2]), mais il paraît difficile de l'employer à une résolution approximative ([3]) des cas de forme compliquée qu'utilise la technique. C'est pour attaquer ce problème que nous avons adapté au cas des vibrations électriques la méthode imaginée par Lord Raileygh ([4]) en mécanique.

2. Pour cela on considère l'équation des ondes comme l'équation d'Euler d'un problème de variations, où la fréquence apparaît comme la valeur

([1]) Séance du 22 novembre 1943.

([2]) W. W. Hansen, *Journal of applied Physics*, 9, 1938, p. 654.

([3]) W. W. Hansen, *ibid.*, 10, 1939, p. 38; W. C. Hahn, *ibid.*, 12, 1941, p. 62.

([4]) *Théorie du son*, Londres, 1887, pp. 109 et 287.

minimum d'une intégrale, et cette définition se prête bien à l'évaluation numérique.

Ces résultats mathématiques ([5]) étant admis, j'indiquerai un raisonnement qui, dans le cas présent, conduit très simplement à la forme de l'intégrale cherchée. On peut satisfaire aux équations (1) et (2) en posant $\vec{\mathcal{E}} = \vec{E} e^{j\omega}$, $\vec{\mathcal{H}} = \vec{H} e^{j[\omega t + (\pi/2)]}$, ce qui montre que, dans l'état stationnaire, les vecteurs $\mathcal{E}$ et $\vec{\mathcal{H}}$ vibrent en quadrature. Il en résulte qu'au moment où l'énergie magnétique atteint sa valeur maxima, l'énergie électrique est nulle, et *vice versa*. On en conclut que

$$(3) \qquad \int_V E^2\, d\tau = \int_V H^2\, d\tau = 8\pi \times \text{énergie contenue dans le volume V.}$$

Les équations de Maxwell deviennent $c.\text{rot}\vec{E} = \omega\vec{H}$; $c.\text{rot}\vec{H} = \omega\vec{E}$ et, en éliminant E ou H, on obtient, pour déterminer la pulsation ω ou la longueur d'onde λ, les équations

$$(4) \qquad \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\int_V \left(\text{rot}\vec{E}\right)^2 d\tau}{\int_V \vec{E}^2\, d\tau}, \qquad\qquad \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\int_V \left(\text{rot}\vec{H}\right)^2 d\tau}{\int_V \vec{H}^2\, d\tau}. \qquad (5)$$

On est ramené à déterminer une fonction $\vec{E}$ ou $\vec{H}$, satisfaisant aux conditions limites, qui rende minimum les quotients (4) ou (5).

3. Il est souvent possible de construire une fonction dérivable et satisfaisant aux conditions aux limites qui représente approximativement E ou H. En la substituant dans les expressions (4) ou (5), on peut calculer une valeur de ω approchée, par excès, avec une erreur qui n'est que du second ordre par rapport à l'écart sur E ou H. Entre plusieurs formes possibles pour E ou H, on choisit facilement la meilleure qui correspond à la plus petite valeur de ω.

4. Lorsqu'on veut connaître la répartition même des champs, pour calculer par exemple l'amortissement des cavités réelles ([6]), les approximations du paragraphe précédent peuvent être insuffisantes, mais on peut les préciser en suivant la méthode de Ritz ([7]).

On cherche une fonction $\vec{E}$ ou $(\vec{H})$ de la forme $\vec{E} = a_1\vec{E}_1 + a_2\vec{E}_2 + \ldots + a_n\vec{E}_n$, où $\vec{E}_1, \vec{E}_2 \ldots \vec{E}_n$ sont des fonctions satisfaisant aux conditions aux limites et $a_1 a_2 \ldots a_n$ des paramètres arbitraires, dont on détermine la valeur par la

([5]) COURANT et HILBERT, *Méthodes de la physique mathématique*, 1930, Chap. VI.

([6]) W. W. HANSEN et R. D. RICHMYER, *Journal of applied Physics*, 10, 1939, p. 189.

([7]) *Œuvres*, p. 265. Paris, 1911; S. TIMOSHENKO, *Théorie des vibrations*, p. 380. Paris, 1939; E. HYLLERAAS, *Zeits. Physik.*, 48, 1928, p. 469.

condition de rendre les intégrales (4) ou (5) minima, ce qui fournit

$$\frac{\partial}{\partial a_n}\int_V\left[\left(\mathrm{rot}\,\vec{E}\right)^2-\frac{\omega^2}{c^2}\vec{E}^2\right]d\tau=0\qquad (n=1,2,\ldots,n).$$

Ce système n'a de solution que si son déterminant est nul, ce qui donne l'équation aux pulsations du fondamental et des n premiers partiels.

5. En différentiant la formule (5), on obtient facilement la variation de la longueur d'onde propre lorsqu'on déforme légèrement la cavité :

$$(6)\qquad \begin{aligned}&2\omega'\,\delta\omega'\int_V H^2\,d\tau+2\omega'^2\int_V\vec{H}\,\delta\vec{H}.\,d\tau+\omega'^2\int_{\delta V}\vec{H}^2\,d\tau\\&=2\int_V \mathrm{rot}\,\vec{H}\,\delta\left(\overrightarrow{\mathrm{rot}\,H}\right)d\tau+\int_{\delta V}(\mathrm{rot}\,H)^2\,d\tau,\end{aligned}$$

avec la notation $\omega'=\omega/c$. En utilisant les équations de Maxwell, puis une identité connue du calcul vectoriel, on peut écrire :

$$\omega'^2\int_V\vec{H}.\overrightarrow{\delta H}\,d\tau-\int_V\overrightarrow{\mathrm{rot}\,H}.\overrightarrow{\mathrm{rot}\,\delta H}\,d\tau=\omega'\int_V\left(\overrightarrow{\mathrm{rot}\,E}\,\overrightarrow{\delta H}-\vec{E}\,\overrightarrow{\mathrm{rot}\,\delta H}\right)d\tau=\omega'\int_S\vec{E}\wedge\overrightarrow{\delta H}\,ds.$$

Cette dernière intégrale étendue à la surface S conductrice qui limite le volume V est nulle en vertu des conditions limites, et (6) se réduit à

$$(7)\qquad 2\,d\omega\int_V\vec{H}^2\,d\tau=\omega\int_{\delta V}\left(\vec{E}^2-\vec{H}^2\right)d\tau,$$

formule établie par une autre méthode par J. Muller ([8]). Dans la formule (7) le deuxième membre mesure le travail de la pression de radiation $p=(E^2-H^2)/8\pi$; le premier l'énergie contenue dans la cavité multipliée par $8\pi\,d\omega$: cette formule traduit donc le théorème des *invariants adiabatiques* ([9]), dont nous avons là une démonstration directe ([10]).

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Génération électronique d'ondes électromagnétiques dans un résonateur creux.* Note ([1]) de MM. **Robert Warnecke** et **Jean Bernier**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Depuis quelques années, en radioélectricité, on emploie des résonateurs creux non quasi stationnaires et qui, par leur nature même, sont tout à fait voisins des enceintes fermées introduites dans les théories du rayonnement thermique de Planck, Jeans et Debye, puis utilisées dans celles de l'électro-

---

([8]) *Hochfrequenztechnik und Elektroakustik,* 54, 1939, p. 157.

([9]) L. Brillouin, *L'atome de Bohr,* Chap. IV, p. 31. Paris, 1931.

([10]) Un travail de M. Jean Bernier (*Thèse de doctorat* en préparation) donnera un exposé étendu sur ces questions que nous avons discutées ensemble.

([1]) Séance du 27 décembre 1943.

magnétisme quantique de Dirac, Heisenberg etc. La raison de cet emploi est que les radiotechniciens ont constaté pratiquement la possibilité, dans le domaine de leurs *ondes ultracourtes*, de faire jouer avantageusement au résonateur creux certains des rôles que remplit pour leurs *ondes moyennes et longues* le circuit oscillant classique à constantes localisées.

Suivant une méthode utilisée dans les théories quantiques, appliquée déjà par Condon ([2]) et reprise récemment par l'un des auteurs ([3]), le phénomène d'entretien d'oscillations électromagnétiques dans un résonateur creux par un faisceau électronique peut être analysé directement à partir des équations de Maxwell.

Faisons dériver les champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ à l'intérieur de la cavité d'un potentiel vecteur $\vec{A}$ et d'un potentiel scalaire φ par les relations $\vec{H} = \text{rot}\,\vec{A}$, $E = -(1/c)(\partial\vec{A}/\partial t) - \overrightarrow{\text{grad}}\,\varphi$ et sachant d'autre part que la composante tagentielle de E sur la surface interne Σ de la cavité doit être nulle, on achèvera de déterminer $\vec{A}$ par les conditions $\text{div}\,\vec{A} = 0$ et $[\vec{n} \wedge \vec{A}]_\Sigma = 0$. D'après les équations de Maxwell, $\vec{A}$ et φ sont déterminés par

$$(1)\qquad \Delta\vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = -4\pi\rho\frac{\vec{v}}{c} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\text{grad}\,\varphi, \qquad \text{div}\,\vec{A} = 0, \qquad [\vec{n} \wedge \vec{A}]_\Sigma = 0;$$

$$(2)\qquad \Delta\varphi = -4\pi\rho, \qquad [n \wedge \overrightarrow{\text{grad}}\,\varphi]_\Sigma = 0.$$

En appelant P un point courant de l'espace, la solution de (2) sera de la forme $\varphi = \varphi(P, t)$ avec $\varphi = \varphi_0(t)$ en tout point de Σ.

La solution générale de (1) sera de la forme $\vec{A}(P, t) = \Sigma_\nu q_\nu(t) a_\nu(P)$ où les vecteurs $\vec{a}_\nu$ sont, si l'on néglige le désaccord de la cavité dû à la présence des électrons, les solutions non nulles (correspondant aux nombres propres réels k_ν) du système

$$(3)\qquad \text{div}\,\vec{a} = 0,$$

$$(4)\qquad \Delta\vec{a} + k^2\vec{a} = 0 \quad \text{avec } [\vec{n} \wedge \vec{a}]_\Sigma = 0 \qquad \left(k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}\right).$$

Les k_ν déterminent les fréquences de résonance de la cavité en l'absence d'électrons.

On montre d'autre part que les $\vec{a}_\nu$ forment un système orthogonal complet dans le volume de la cavité, qu'on peut normaliser à l'amplitude unité. Les coordonnées de champ $q_\nu(t)$, dont la connaissance détermine l'état vibratoire

---

([2]) E. U. Condon, *Journal of applied Physics*, 2, 1940, pp. 502 à 506.

([3]) J. Bernier, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 724; 5e *Section de la Société française des Électriciens*, 8 décembre 1943.

de la cavité, doivent être telles que

$$\Sigma_\nu [\ddot{q}_\nu + \omega_\nu^2 q_\nu] \vec{a}_\nu = 4\pi c \left[\rho \vec{v} - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \overrightarrow{\text{grad}\,\varphi} \right],$$

puisque $\Delta \vec{a}_\nu = -(\omega_\nu^2/c^2) a_\nu$.

En multipliant scalairement par $\vec{a}_\nu$ et en intégrant dans tout le volume de la cavité, on obtient l'équation différentielle de mouvement des coordonnées de champ

$$(5) \qquad \ddot{q}_\nu + \omega_\nu^2 q_\nu = 4\pi c \iiint_V \left(\rho \vec{v} - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \overrightarrow{\text{grad}\,\varphi} \right) . \vec{a}_\nu \, d\tau,$$

pour laquelle on doit noter que $\vec{i} = \rho \vec{v}$ existe seulement dans le volume occupé par le faisceau, tandis que gradφ existe *a priori* partout dans la cavité. Cependant la partie de l'intégrale relative à cette quantité est identiquement nulle. En effet, d'après l'identité vectorielle $\text{div}(\varphi \vec{a}) \equiv \varphi \, \text{div} \vec{a} + \vec{a} . \overrightarrow{\text{grad}\,\varphi}$ et en tenant compte qu'ici $\text{div} \vec{a}_\nu = 0$, on a

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \overrightarrow{\text{grad}\,\varphi} . \vec{a} \, d\tau = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \text{div}(\varphi \vec{a}_\nu) \, d\tau = \frac{\partial}{\partial t} \iint_\Sigma \varphi \vec{a}_\nu . d\vec{\sigma} = \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} \iint_\Sigma \vec{a}_\nu . d\vec{\sigma} = \iiint_V \text{div} \vec{a}_\nu \, d\tau = 0.$$

Ainsi l'équation (5) s'écrit, en tenant compte de plus du terme d'amortissement des oscillations jusqu'à alors négligé,

$$(6) \qquad \ddot{q}_\nu + \frac{\omega_\nu}{S_\nu} \dot{q}_\nu + \omega_\nu^2 q_\nu = 4\pi c \iiint_{\text{volume faisceau}} \rho \vec{v} . \vec{a}_\nu \, d\tau,$$

où S_ν est le coefficient de surtension de la cavité, correspondant à la vibration d'ordre ν.

Notons que le courant électronique $\rho \vec{v}$ est une fonction périodique du temps décomposable en série de Fourier de pulsation fondamentale ω donnée; l'équation (6) résout donc formellement le problème des oscillations forcées d'une cavité excitée par un faisceau électronique et justifie, par sa forme, l'image simple du courant induit que l'on utilise habituellement ([4]) pour représenter l'excitation de la cavité par les électrons en mouvement. Précisée et explicitée, elle peut servir de base à l'étude directe des tubes électroniques dans lesquels on trouve des cavités dont les champs réagissent avec les électrons. Dans une telle étude, il n'y a alors plus besoin de faire appel à l'image des circuits à constantes localisées *équivalent* aux cavités ([3]), image qui reste néanmoins un intermédiaire très commode pour la plupart des problèmes théoriques.

([4]) R. WARNECKE, *Bulletin de la Société française des Électriciens*, 6e série, **11**, XVI, 1942.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Représentation ionique du méthane.* Note de M. **Henri Triché**.

La plupart des auteurs qui ont tenté de représenter la molécule de méthane par une structure ionique, sont d'accord pour la construire avec un ion positif C^{++++} et quatre ions négatifs H^{-}; le principal argument en faveur de cette structure est le remplacement facile d'un hydrogène par un halogène. Ce qui suit confirme cette hypothèse.

Dans des publications précédentes, nous avons montré en effet que la notion de parachor d'une famille de composés ioniques permettait le calcul du volume d'un ion; nous avons été aussi conduit à calculer le volume de l'ion H^{+} et, par suite, à lui attribuer un rayon dans les acides halogénés. L'ion H^{+} étant à l'intérieur de l'ion Cl^{-}, par exemple, on en conclut que l'ion Cl^{-} se dilate par suite de l'introduction de l'ion H^{+}. La molécule d'acide chlorhydrique pur est donc un composé ionique un peu particulier, intermédiaire entre les véritables composés ioniques et les composés organiques, puisque les deux ions ne sont pas séparés. L'ion Cl^{-} est alors très déformé ou dilaté. En généralisant, on peut dire que *le volume d'une molécule constituée par des ions est égal à la somme des volumes de chacun des ions, même si ces derniers sont très fortement polarisés.*

Il est intéressant de vérifier cet énoncé sur la molécule CH^4. L'étude aux rayons X (¹) indique que le méthane cristallise dans le système cubique à faces centrées. L'arête a pour longueur $(5,89 \pm 0,01)$ Å, le rayon de la molécule 2,08 Å. L'assimilation de la molécule CH^4 à une sphère est d'ailleurs suggérée par l'isomorphisme du méthane et du krypton solides, le rayon atomique de ce dernier étant 2,01 Å.

On peut alors faire les deux hypothèses suivantes :

1° Le méthane est formé d'un ion C^{----} et de quatre ions H^{+}. Mais le rayon de l'ion C^{----} est de 2,60 Å (Pauling), c'est-à-dire supérieur à celui de la molécule CH^4. D'après une règle que nous avons déjà énoncée, l'ion H^{+}, dans ce composé, serait de l'ordre de 1 Å. Cette première hypothèse est à respecter.

2° Le méthane est formé d'un ion C^{++++} (rayon 0,2 Å) et de quatre ions H^{-} (rayon 1, 27 Å) (tous deux mesurés par Goldschmidt). Connaissant le rayon de la molécule CH^4 et celui du carbone, on en déduit pour l'hydrogène H^{-} un rayon de 1,31 Å, valeur acceptable et qui fait admettre l'image d'une molécule CH^4 formée d'un ion très petit C^{++++} entouré de quatre ions H^{-} très déformés, de sorte que l'ensemble ait une configuration quasi sphérique.

Cette conception paraît concilier la théorie de Kossel (où l'on peut dire que

(¹) Mooy, *Proceed. K. Akad. Wetensch. Amsterdam*, 34, 1931, p. 550.

les quatre électrons partis de l'ion C^{++++} se fixent sur quatre atomes d'hydrogène, transformés en ions H^-) et la théorie de Lewis, où se formeraient quatre doublets de liaison, les électrons de l'atome de carbone s'associant à autant d'électrons pris à l'hydrogène. L'ion H^- est assez déformé pour que l'on puisse dire que l'électron qu'il a cédé lui appartient encore.

Il y aurait donc entre les deux théories une différence de langage plutôt qu'une différence de nature. Ainsi que l'envisagent van Arkel et de Boer (²), la combinaison atomique est une combinaison ionique conditionnée par une polarisation très forte. On peut ainsi se représenter la transition continue entre les combinaisons ioniques et les combinaisons atomiques (³).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'inflammation des mélanges grisouteux par élévation de la température.* Note de M. **Étienne Audibert**, transmise par M. Georges Charpy.

1. On a jusqu'ici considéré qu'une élévation convenable de leur température provoque l'inflammation de tous les mélanges gazeux, quelle que soit la proportion de méthane qu'ils contiennent. Nous avons expérimentalement reconnu que cette manière de voir est inexacte : en réalité un mélange grisouteux ne prend jamais feu qu'à une température supérieure à celle pour laquelle il acquiert l'aptitude à propager l'inflammation qu'y peut amorcer l'éclatement d'une étincelle électrique ou le contact d'une flamme; dans un diagramme sur les axes duquel sont respectivement portées la composition du mélange et la température, la courbe qui représente la variation de la température d'inflammation avec la proportion du méthane demeure par conséquent tout entière à l'intérieur du domaine borné par les courbes qui définissent l'influence de la température sur les deux limites d'aptitude à la propagation. Cela revient à dire que les mélanges aptes à propager l'inflammation allumée par une étincelle électrique ou par une flamme sont aussi les seuls qu'une élévation de la température peut allumer, et, par conséquent, qu'il n'y a pas de différence entre le mécanisme de la réaction vive que provoque, sous la pression ordinaire, une élévation de la température, et celui de la réaction vive que provoque, dans les mêmes conditions, l'éclatement d'une étincelle électrique ou le contact d'une flamme.

2. Lorsque, il y a une soixantaine d'années, Mallard et Le Chatelier ont dégagé la notion de température d'inflammation des mélanges gazeux combustibles, ils ont tiré des expériences qui les y avaient conduits la conclusion que la température d'inflammation d'un tel mélange ne dépend que de sa composition. Depuis cette époque des différences, de l'ordre de quelques dizaines de

(²) *La Valence et l'Électrostatique*, p. 383.
(³) Fajans, *Sciences*, 62, 1932, p. 117.

degrés, ont été relevées entre les valeurs que des expérimentateurs différents attribuent à la température d'inflammation d'un même mélange grisouteux; on les explique en faisant observer que les mesures discordantes ont été effectuées dans des récipients de formes ou de dimensions différentes et que ces facteurs géométriques déterminent la vitesse d'évacuation de la chaleur dégagée par la réaction lente dont le mélange est le siège préalablement à son inflammation.

Nous avons expérimentalement reconnu que la température d'inflammation du même mélange, *mesurée dans le même récipient*, varie avec l'état de la paroi de ce dernier, et que l'ampleur des variations qu'elle accuse de la sorte est d'une centaine au moins de degrés. En opérant dans un matras de 325^{cm^3}, constitué par un cylindre en silice opaque de 40×260^{mm}, dont la paroi était traitée, préalablement à chaque expérience, par 20^{cm^3} d'une solution concentrée d'acide fluorhydrique, nous avons, par exemple, mesuré les valeurs ci-après de la température d'inflammation du mélange de méthane et d'air à 9,5 % de méthane :

585° quand le mélange grisouteux est introduit dans le matras après qu'un vide au micron y a été maintenu pendant un quart d'heure à la suite du décapage de la paroi à l'acide;

685° ou 705° quand, le récipient une fois décapé et évacué comme ci-dessus, on y laisse séjourner pendant dix minutes, avant d'y introduire le mélange grisouteux, une centaine de microns d'anhydride carbonique ou de vapeur d'eau.

L'inflammation d'un mélange grisouteux par élévation de la température est par conséquent conditionnée par un phénomène qui se déroule dans la couche d'adsorption du solide au contact duquel le mélange est chauffé. Il a été expliqué précédemment (¹) que ce phénomène n'est autre que le développement, entre le méthane et l'oxygène, de la réaction bimoléculaire productrice de formol et de vapeur d'eau.

3. Les modalités du développement de cette réaction ne conditionnent d'ailleurs pas seulement la valeur de la température d'inflammation, mais encore celle du retard à l'inflammation à une température donnée. Pour le mélange de méthane et d'air à 9,5 % de méthane, par exemple, nous avons procédé, entre 585 et 650°, à 20 mesures du retard à l'inflammation dans un matras en silice opaque de 325^{cm^3}, qui, préalablement à chaque expérience, était décapé à l'acide fluorhydrique et vidé comme il a été expliqué ci-dessus; les modifications que l'état de la paroi a pu présenter au cours de ce travail ont été assez peu importantes pour n'entraîner aucune variation appréciable de la température d'inflammation; les valeurs du retard à l'inflammation que nous avons mesurées s'échelonnent néanmoins :

à	600°.	605°.	610°.	620°.	630°.	640°.
entre	1,0 et 10,7	0,5 et 9,0	1,0 et 8,0	1,0 et 5,5	0 et 3,2	0 et 1,5 sec.

(¹) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 449.

Les variations ainsi mises en évidence ne peuvent avoir d'autre cause que des variations des conditions dans lesquelles se développe la réaction catalysée par la paroi.

4. La combustion vive du méthane présente d'ailleurs un certain nombre de caractères dont la théorie des chaînes est seule capable de rendre compte; le plus frappant est sans doute le fait que, dans les mêmes conditions de température et de pression, l'éclatement de la même étincelle électrique ou le contact de la même flamme provoque ou ne provoque pas la combustion vive, selon que la composition du mélange le place immédiatement en deçà ou immédiatement au delà de l'une des limites du domaine d'aptitude à la propagation. On doit, pour cette raison, considérer que la combustion vive résulte du développement d'une réaction en chaînes ramifiées, dont la probabilité de ramification devient égale à la probabilité de rupture quand le mélange qui est le siège de la réaction se trouve à la limite d'aptitude à la propagation.

Ces considérations entraînent que le développement de la réaction que le contact d'un solide chaud provoque entre le méthane et l'oxygène peut avoir pour effet de donner naissance aux germes de la chaîne dont il vient d'être question.

NEUROPHYSIOLOGIE. — *Retentissement d'actions électriques nerveuses centrales sur l'excitabilité viscérale.* Note de Mme **Berthe Chauchard** et M. **Paul Chauchard**, présentée par M. Louis Lapicque.

Le passage d'un courant électrique constant dans la moelle provoque des modifications d'excitabilité (changements de chronaxie ou métachronose) des neurones médullaires centraux (1) et périphériques (2).

Dans une nouvelle série d'expériences, nous nous sommes demandé s'il y aurait dans ces conditions des modifications d'excitabilité des effecteurs périphériques (vaisseaux, viscères et muscles striés).

Nous avons d'abord étudié l'excitabilité des vaisseaux chez le Chien par un procédé indirect, l'étude des variations du temps de sommation mesuré sur le nerf (fibres vasoconstrictrices du grand splanchnique ou fibres du nerf saphène responsables de la vasodilatation dite antidromique). On sait que, sur de tels nerfs, qui ne provoquent de réponse appréciable de l'effecteur que pour des excitations répétées (nerfs itératifs de L. Lapicque), la durée de la sommation dépend du degré d'hétérochronisme entre fibres nerveuses et éléments innervés, les variations de chronaxie de ce dernier jouant un rôle prépondérant (3).

---

(1) L. et M. Lapicque, *C. R. Soc. Biol.*, 130, 1939, p. 1054.

(2) B. et P. Chauchard, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 160; B. et P. Chauchard et H. Mazoué, *C. R. Soc. Biol.*, 132, 1943, p. 145.

(3) P. Chauchard, *Les mécanismes de la régulation nerveuse des organes végétatifs*, Paris, 1939.

En même temps que la diminution de chronaxie du nerf, lors de l'action d'une anode sur le ganglion spinal correspondant au nerf saphène ou le passage d'un courant ascendant dans la moelle dorsale pour le splanchnique, nous avons noté une diminution du temps de sommation, ce qui indique une diminution de la constance de temps du vaisseau; et, parallèlement à l'augmentation de chronaxie (cathode sur le ganglion, courant descendant), une augmentation du temps de sommation, signe d'augmentation de cette constante de temps.

En voici un exemple : 17 juin, Chien chloralosé. Splanchnique. Seuil sur la pression carotidienne. Courant de 2 V entre deux pointes fichées dans la moelle dorsale et distantes de 2^{cm}. Avant : Voltage rhéobasique, 10 V; capacité chronaxique, 200 mμF; temps de sommation, 6 sec. Pendant courant ascendant, 12; 80; 3. Pendant courant descendant, 12; 500; 11.

Le phénomène se retrouve pour la glande médullo-surrénale (adrénalino-sécrétion) comme le montrent les variations analogues du temps de sommation sur les fibres qui les commandent [test : réponse pressive tardive lors de l'excitation splanchnique ([4])].

La section du saphène ou celle des deux splanchniques supprime les variations tant des chronaxies que des temps de sommation; mais une ligature serrée qui interrompt l'influx laisse subsister cette influence : elle se transmet donc indépendamment de l'influx comme les métachronoses observées par Jeener et Pourbaix ou les métachronoses physiologiques de subordination ([5]).

Nous nous sommes assurés de la réalité de la métachronose viscérale par des déterminations directes de l'excitabilité par excitation unique portée sur l'intestin *in situ* (Chien, Cobaye, Rat). Le passage d'un courant dans la moelle dorsale, les splanchniques intacts, provoque, s'il est ascendant, une augmentation; s'il est descendant, une diminution de la constante de temps ([6]) intestinale. Exemple : 26 juillet, Rat. Intestin : normal, 20 m. sec.; courant ascendant, 120; courant descendant, 3. La variation est donc inverse de celle que présentent les vaisseaux. Ceci doit tenir au fait que la moelle dorsale, origine des splanchniques, commande l'excitation des vaisseaux et l'inhibition de l'intestin. Effectivement, si le courant est appliqué sur la moelle lombaire, où sont des centres excitant le péristaltisme intestinal, les métachronoses de l'intestin sont inverses de ce qu'elles étaient précédemment : diminution par le courant ascendant; le phénomène n'est pas dans ce cas, transmis par les splanchniques.

([4]) P. CHAUCHARD, *Revue Scient.*, **80**, 1942, p. 179.

([5]) P. CHAUCHARD, *C. R. Soc. Biol.*, **130**, 1939, p. 45.

([6]) Indice T2R. Voir L. LAPICQUE et P. CHAUCHARD, *C. R. Soc. Biol.*, séance du 8 janvier 1944.

([7]) J. A. Rossine, à Moscou en 1934, a, par application de substances pharmacologiques sur le bulbe, obtenu des variations de chronaxie cardiaque qui sont peut-être de même nature que celles que nous avons observées.

Une métachronose analogue s'observe sur l'utérus (Cobaye, Rat); exemple : 20 juillet; Cobaye, normal, 1,7 m. sec.; courant ascendant (moelle lombaire), 0,3; courant descendant, 40.

Le passage d'un courant dans la moelle ne modifie donc pas seulement l'excitabilité nerveuse, mais aussi celle des appareils innervés par ces neurones (7) (vraisemblablement les fibres musculaires lisses).

En est-il de même sur le muscle strié? En aucun cas (Chien et Cobaye) nous n'avons observé de métachronose; les mesures étaient prises par notre technique d'excitation percutanée localisée (8). La constance de la chronaxie musculaire contraste avec les fortes variations observées sur le nerf (sciatique : extension et flexion des orteils).

Remarquons enfin, en ce qui concerne l'origine des métachronoses des effecteurs viscéraux, que l'effet du courant ascendant est, dans le cas du splanchnique, analogue à celui d'excitations réitérées du nerf qui est conditionné par la libération de substance intermédiaire chimique (adrénaline). Ceci serait en faveur d'un rôle possible des médiateurs chimiques dans le phénomène que nous avons décrit; l'absence de métachronose sur le muscle strié constituant un argument supplémentaire.

PHARMACODYNAMIE. — *Action modératrice exercée par le venin de Crapaud sur l'amaigrissement provoqué par la thyroxine chez le Cobaye.* Note (1) de MM. **Albert Peyron**, **Louis Salomon**, Mme **Léone Salomon** et M. **Michel Bagros**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

La composition chimique du venin de Crapaud, et en particulier la présence de bufoténine susceptible de provoquer la sécrétion de l'adrénaline, nous a engagés à rechercher l'action éventuelle exercée par le venin granuleux total sur les modifications du métabolisme. Certaines observations de clinique humaine avaient déjà établi que le venin de Crapaud peut exercer une action thérapeutique favorable sur divers symptômes du goître exophtalmique (maladie de Basedow), mais jusqu'ici aucune observation ou vérification expérimentale n'avait été apportée dans cette question.

Nos recherches établissent que, sur le Cobaye adulte, le venin de Crapaud diminue ou ralentit l'amaigrissement provoqué par les injections de thyroxine. Nous avons utilisé du venin granuleux brut, n'ayant subi les effets ni du chauffage, ni de la filtration sur bougie. Il était employé en solution aqueuse dont 4^{cm^3} renfermaient la dose tuant une souris de 16^g. Les animaux étaient exclusivement des Cobayes mâles, d'âge et de poids à peu près identiques. Ils ont été répartis en quatre séries dans chacune desquelles on a comparé les

---

(8) A., B. et P. Chauchard, *C. R. Soc. Biol.*, 136, 1942, p. 784.

(1) Séance du 22 novembre 1943.

modifications de poids des témoins non traités, des animaux ayant reçu de la thyroxine (1/10 de centimètre cube d'une solution à $0^g,2$ % en injection intramusculaire trois fois par semaine), et de ceux ayant reçu simultanément dans la cuisse opposée du venin à la dose quotidienne de 1/4 de cm^3 en injection intramusculaire. Les résultats ont été les suivants :

Série d'expériences.	Poids moyen (g).	Durée de l'expérience (jours).	Cobayes témoins. Nombre.	Cobayes témoins. Augm.	Cobayes thyroxinés. Nombre.	Cobayes thyroxinés. Augm*.	Cobayes thyroxinés+venin. Nombre.	Cobayes thyroxinés+venin. Augm*.
I. 10 cobayes.	431	29	3	116	3	− 89 (1 mort)	4	− 53
II. 6 »	524	41	2	111	2	−222	2	−198
III. 6 »	261	29	2	−93 (2 morts)	2	− 86 (2 morts)	2	− 10 (1 mort)
IV. 9 »	660	28	3	14	3	−240 (2 morts)	3	−179
Tot. 31			10		10		11	
Moyennes....	482	31		42,6		−160		−106

Augm., augmentation de poids en grammes; * moyenne.

Ces faits expérimentaux observés chez le Cobaye, mais qui ne se retrouvent pas avec autant de netteté chez le Rat, paraissent autoriser à tenter l'emploi en thérapeutique du venin de Crapaud dans les états d'hyperthyroïdisme, en tenant compte des différences cliniques dans les facteurs étiologiques comme dans les modifications du métabolisme.

Nos résultats expérimentaux sont d'autre part corroborés par les réactions histologiques constatées à l'examen des glandes endocrines. En particulier le cortex surrénal des animaux traités par le venin montre parfois une hypertrophie considérable (poids presque doublé), et même accompagnée d'un envahissement massif des veines de la zone médullaire par des grosses embolies corticales en voie de fonte holocrine. Ces modifications histologiques, très voisines de celles mises en évidence par Watrin dans la gestation, restent à préciser, mais elles permettent déjà d'envisager que les phénomènes d'accoutumance et de réaction de défense au venin sont liés au moins en partie à une activité accrue du cortex surrénal.

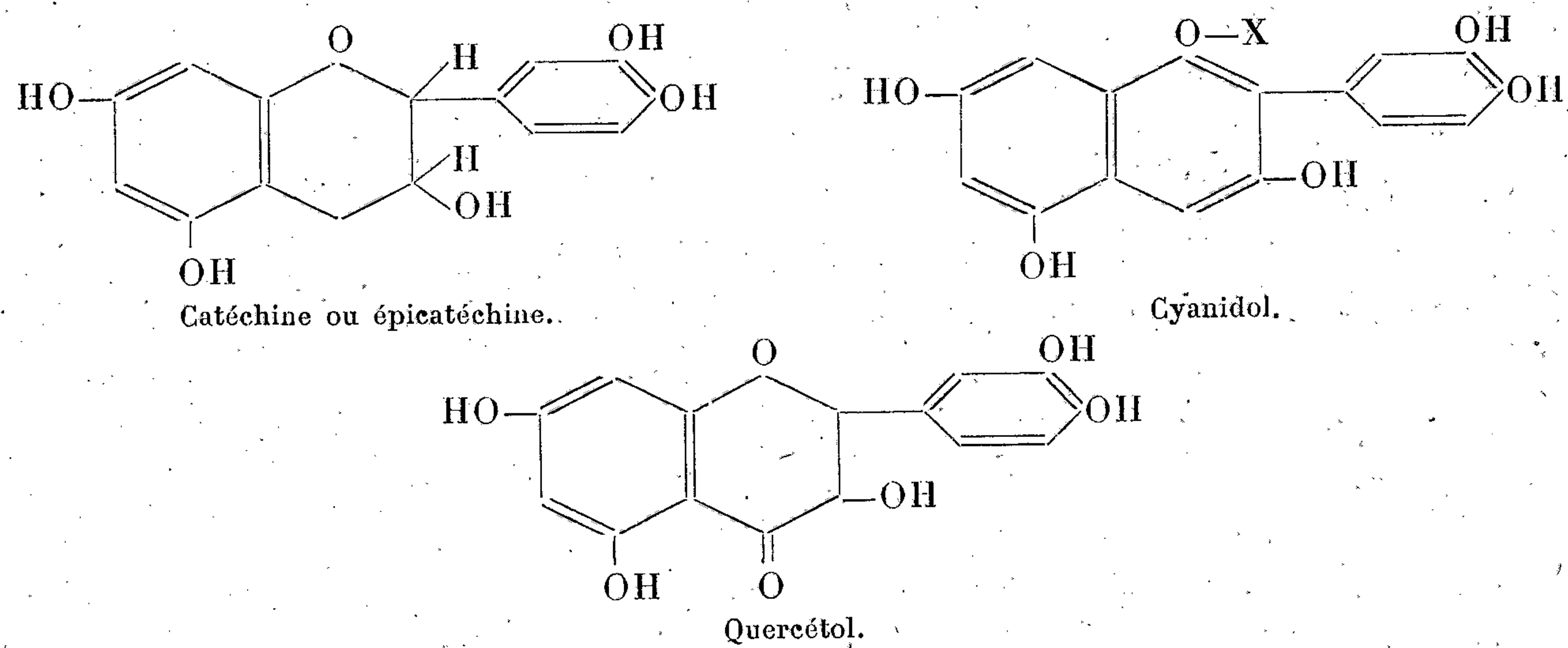
CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la présence de catéchines dans un certain nombre d'espèces végétales alimentaires.* Note de MM. **Jean Lavollay**, **Jean Sevestre** et **Jean Dussy**, présentée par M. Maurice Javillier.

On désigne sous le nom de catéchines des substances dérivées du phénylchromane, portant un certain nombre d'OH phénoliques et, en position 3, un OH alcoolique.

La catéchine proprement dite (3, 5, 7, 3′, 4′-pentahydroxy-phényl-2-dihydrochromane) a été trouvée dans un nombre relativement restreint de produits végétaux, tels que les cachous d'*Acacia catechu* et d'*Uncaria gambir*, la noix

de *Kola*, la fève de *Cacao*, le latex de *Croton gossypifolium*. Un dérivé hexa-hydroxylé du phényl-chromane a été trouvé dans la feuille de *Thé*.

Des relations structurales étroites existent entre ces corps et les pigments anthocyaniques et flavonoliques. Nous avons d'ailleurs montré qu'il est possible de passer directement, par oxydation, de la catéchine au cyanidol (¹) :



Catéchine ou épicatéchine. Cyanidol. Quercétol.

On a pensé que les catéchines constituent le produit initial qui, par oxydation, donnerait naissance aux substances qui leur sont apparentées (pigments anthocyaniques et flavoniques). On a aussi émis l'opinion contraire, suivant laquelle les catéchines dériveraient de ces pigments par réduction (²). D'autre part, il semble bien établi que les catéchines sont les substances qui, par condensation, donnent naissance aux tanins phlorogluciques.

Mais il est curieux de constater que, malgré la généralité de la présence des flavonols et des anthocyanes dans le règne végétal, *les catéchines n'ont cependant été décelées jusqu'à présent que chez de rares espèces*. En plus des plantes exotiques citées plus haut, on ne les a guère signalées que dans la *Pêche* (³).

L'absence de réaction spécifique rendait d'ailleurs leur recherche pratiquement impossible quand la matière première n'en contenait pas des quantités appréciables.

Disposant maintenant d'un test d'identification certain, l'oxydation en cyanidol correspondant (¹), *nous avons pu caractériser les catéchines dans plusieurs espèces végétales communes*.

La marche suivie pour l'extraction des catéchines, presque toujours présentes seulement à des taux très faibles, a été la suivante, avec, suivant les cas, de petites modifications de détail :

La matière première fraîche, ou séchée à l'étuve à vide, est extraite par l'alcool à 96°; puis l'alcool est chassé de manière à ce qu'il ne reste qu'un petit volume de solution aqueuse. On extrait cette solution par de l'éther de pétrole,

---

(¹) J. LAVOLLAY et M. VIGNAU, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 89.

(²) L. REICHEL et W. BURKART, *Liebig's Ann.*, 536, 1938, pp. 164-73.

(³) J. RABATE et Mlle A. M. COLLOT, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1208.

qui est rejeté. On amène à siccité sous vide, et l'on extrait encore, à reflux, avec de l'éther de pétrole. Le résidu est repris, sous réfrigérant ascendant, par de l'éther anhydre à l'ébullition. On chasse l'éther et l'on reprend par de l'eau. Cette solution est épuisée par l'acétate d'éthyle. On chasse l'acétate d'éthyle et l'on reprend le résidu par de l'éther contenant 2 °/₀ d'alcool. L'évaporation de l'éther conduit à un produit, parfois encore souillé de pigments, sur lequel on peut effectuer la réaction de caractérisation. Pour cela on met la substance en solution dans l'acétone et l'on oxyde par le réactif sulfurique-persulfurique ([1]). Il se développe une coloration violette, qui, par dilution prudente à l'eau et extraction à l'alcool isoamylique, se rassemble dans ce dernier solvant. Après lavage à l'eau, on caractérise par ses réactions le cyanidol obtenu.

Nous avons caractérisé les catéchines dans les plantes suivantes :

Vigne (Raisin), Piment (fruit), Prunellier (fruit), Abricotier (fruit), Fraisier (fruit), Pommier (fruit vert et lambourdes), Pêcher (fruit), Cerisier (fruit vert et queues), Poirier, (fruit vert), Rosier (boutons floraux), Cresson (plante entière), Épinard (feuilles, Radis rose (racines).

Par contre le Radis noir, le Raifort, le Navet, la Chicorée frisée, les racines de Salsifis et diverses graines sur lesquelles nous avons fait la même recherche ne nous ont pas fourni de réaction positive.

L'épicatéchine étant la substance qui possède, vis-à-vis de la résistance capillaire, l'activité la plus haute ([4]), il était intéressant de rechercher la présence de cet épimère. Dans le Raisin, le Piment, le Cresson, la Prunelle et la Pêche, il a été impossible de le caractériser de façon certaine au moyen de la réaction rouge et réversible qu'il donne en milieu alcalin ([4]).

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la diffusion du lithium chez les animaux.* Note ([1]) de M. **Didier Bertrand**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Depuis 1861, où Folwarczny ([2]) découvre la présence du lithium dans le sang et le muscle de l'Homme, 18 auteurs l'ont recherché dans divers échantillons animaux. Sauf Delachanal et Mermet, qui trouvent 0,08 % de lithine dans un calcul intestinal d'Esturgeon, tous ont travaillé par voie spectrographique et d'une façon qualitative; un seul d'entre eux a tenté de donner quelques chiffres précisant un ordre de grandeur du métal présent. Tous ne sont pas d'accord sur la présence constante de cet élément, et comme la majorité des recherches ont porté sur l'Homme et sur le lait, on ne sait rien de très général ni surtout de quantitatif.

([4]) J. Lavollay, J.-L. Parrot et J. Sevestre, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 540.

([1]) Séance du 27 décembre 1943.

([2]) Une bibliographie complète ainsi que la méthode suivie paraîtront ailleurs.

Disposant d'une méthode mixte, chimique et spectrographique de dosage du lithium dans les milieux d'origine biologique, j'ai cherché à préciser nos connaissances sur la diffusion de cet élément dans la matière vivante. La limite inférieure de lithium dosable étant de 0,01 millième de milligramme avec une erreur de seulement quelques pour cent pour des quantités de l'ordre du gamma, les prises d'essais furent de l'ordre de 2g de matière sèche à 105°, sauf pour les animaux entiers où une partie aliquote des cendres furent seules utilisées. Dans ce dernier cas les intestins furent vidés soit par jeûne préalable, soit par dissection.

	Mat. sèche %.	Li en mg/kg.
INVERTÉBRÉS.		
Échinodermes		
Étoile de mer (*Asterias marthasterias glacialis*)	44,4	0,54
Annélides		
Ver de farine	–	0,095
Ver de terre	15,9	0,56
Mollusques		
Gastéropodes pulmonés. Escargot de jardin (*Helix pomatia*) sans coquille	13,4	0,05
Lamellibranches. Coquille Saint-Jacques (sans coquille)	17	0,66
» Palourde, sans coquille	14	1,2
Céphalopodes. Calmar (*Loligo*)	22,8	0,76
Arthropodes		
Crustacés. Langouste, muscle	21,9	0,45
» Crevettes	26,3	0,856
Hexapodes. Scorpion	–	0,10
» Abeille domestique	31,2	0,36
» Chrysalide de ver à soie	–	0,234
Procordés		
Ascidia mentula	5,77	5,8
VERTÉBRÉS.		
Poissons		
Roussette, muscle caudal	23,6	0,16
Carpe, »	–	0,037
Dorade, »	24,2	0,263
Merlan, »	–	0,29
Rouget grondin, »	28	0,368
Batraciens		
Crapaud (*Bufo bufo*)	21,6	0,19
Reptiles		
Tortue d'eau douce, muscle	–	0,077

	Mat. sèche %.	Li en mg/kg.
Oiseaux		
Dinde, jaune d'œuf	–	<0,025
Dinde, blanc d'œuf	–	0,54
Cormoran, muscle	25	0,024
Coq, muscle pectoral	20,4	0,042
Pigeon, »	25	0,064
Moineau, »	26	0,07
Mammifères		
Lapin, foie	27,9	0,035
» muscle	20,1	0,11
» rein	19,55	0,77
Chat, foie	22,9	0,11
Génisse, foie	–	0,107
Cerf de Sibérie, foie	27,9	0,274
» pancréas	21,6	0,02
Vache, lait	11,53	0,5
Souris grise	32	0,051
Cheval, langue	25,2	0,122
» sang	–	0,178

Conclusions. — Sauf dans le cas du jaune d'œuf de Dinde, qui, s'il renferme du lithium, en contient moins de $0^{mg},025$ au kilogramme sec, ce métal a été trouvé dans les 37 échantillons étudiés, mais en si faible quantité que l'on s'explique la divergence des résultats qualitatifs antérieurement obtenus. Les chiffres varient de 0,05 à 5,8 mg/kg sec (le dernier chiffre étant exceptionnel) pour les Invertébrés et de 0,024 à 0,77 pour les Vertébrés. La moyenne de 0,47 mg/kg sec (compte non tenu du cas exceptionnel) pour les premiers montre que les Invertébrés sont en général nettement plus riches que les Vertébrés, où la moyenne n'est que de 0,117 mg/kg sec.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action de la papaïne et de la pepsine sur la caséine et position de la leucine et de la valine dans les molécules protéiques.* Note de MM. **Jean Roche** et **Marcel Mourgue**, présentée par M. Maurice Javillier.

Bergmann et Niemann [1] ont établi que la papaïne libère de la leucine, de l'isoleucine, de la tyrosine, de la phénylalanine et du tryptophane à partir de la fibrine et que, contrairement à des observations classiques, de la tyrosine, de l'arginine et de la lysine ont pu être séparées des hydrolysats pepsiques de diverses protéines (Felix, Northrop, Calvery et Schock, Lieben et Lieber). Nous nous sommes proposé d'entreprendre des recherches sur la libération de la leucine et de son homologue inférieur, la valine, au cours de l'hydrolyse

[1] *Journ. of. biol. Chem.*, t. **118**, 1937, p. 781.

de la caséine par la papaïne et par la pepsine, espérant acquérir ainsi des données sur la position respective de ces acides aminés dans les molécules protéiques.

L'étude préalable du dosage de la leucine et de la valine en présence de leurs peptides était indispensable à la réalisation de notre travail. Nous l'avons poursuivie grâce à la méthode de dosage de ces acides aminés proposée par Fromageot et Mourgue et basée sur la formation d'acétone par oxydation chromique (sous pression et directe) ([2]) des hydroxy-acides provenant de leur désamination. L'application de cette méthode à la leucyl-tyrosine, à la leucyl-glycyl-glycine, à la valyl-glycine, à la glycyl-leucine et à la glycyl-valine a montré que seuls les trois premiers, dans lesquels le groupement $-NH^2$ de la leucine et de la valine est libre, donnent naissance à de l'acétone en quantité appréciable, et cela avec un rendement compris entre 20 et 40 % de celui de leur hydrolysat. L'existence de leucine et de valine libres en présence de peptides de ces acides aminés peut donc être mise en évidence par l'étude du rendement en acétone de l'oxydation chromique de leur mélange avant et après hydrolyse acide (SO^4H^2 6N), sauf lorsque le milieu est très pauvre en acides aminés libres.

Ces faits acquis, nous avons soumis de la caséine à l'action de la papaïne activée (KCN) à pH 7,5 et à 37° pendant 178 jours et à celle de la pepsine à pH 2,1 et à 37° pendant 213 jours (en présence d'antiseptiques), et suivi l'évolution de l'hydrolyse par la formol-titration, et par les dosages de l'azote aminé (méthode de van Slyke) et de l'acétone formée par oxydation chromique du milieu après action de l'acide nitreux (méthode de Fromageot et Mourgue). Les résultats peuvent être résumés ainsi.

I. La caséine, de même que l'édestine, les globines, la zéine, ne donne naissance qu'à des traces d'acétone lorsqu'elle est oxydée par l'acide chromique dans les conditions où les leucyl- et valyl-peptides, mais non les leucine- et valine-peptides, sont générateurs d'acétone. Les groupements $-NH^2$ de la leucine et de la valine sont donc très probablement bloqués dans les protéines.

II. La papaïne et la pepsine hydrolysent progressivement des liaisons peptidiques auxquelles participent la leucine et la valine par leur radical aminé, ce que traduit l'augmentation de la formation d'acétone par l'oxydation chromique du milieu dont rend compte l'examen des données ci-dessous (rapportées à 100^{mg} de caséine).

Agent d'hydrolyse.	Temps d'action.	N aminé libéré.	Acétone formée par oxydation	
			sous pression.	directe.
		mg	mg	mg
Papaïne + KCN........	0 (début)	1,09	0,19	0,13
	2 heures	2,51	0,30	0,26
	140 »	3,11	0,40	0,26
	300 »	3,18	0,34	0,28
	178 jours	5,54	1,94	1,23
Pepsine................	0 (début)	0,71	0,19	0,13
	20 heures	0,81	0,28	0,15
	800 »	2,80	0,80	0,38
	213 jours	4,55	1,08	0,96
$SO^4H^2$6N (ébull.).......	40 heures	9,95	4,81	3,38

([2]) *Enzymolog.*, t. 9, 1941, p. 329.

III. Le fractionnement par l'acide phosphotungstique des produits de la protéolyse a permis de séparer en fin d'expérience les peptides de poids moléculaire élevé, seuls précipitables par ce réactif (fraction A), de la leucine et de la valine libres ou présentes dans des peptides à chaîne courte (fraction B). Le rendement en acétone de l'oxydation chromique de la fraction B des milieux papaïnique et pepsique avant et après hydrolyse sulfurique et la teneur en leucine et en valine totales de ces produits sont les suivants (pour 100^{mg} de caséine mis en expérience).

	Acétone formée par oxydation					
	sous pression		directe			
Produit étudié.	avant hydr.	après hydr.	avant hydr.	après hydr.	Leucine.	Valine.
					mg	mg
Caséine	0,19	4,81	0,13	3,38	16,10	4,50
Fraction B (papaïne)	1,95	2,30	1,25	1,40	9,58	0,46
Fraction B (pepsine)	1,06	2,06	0,94	1,27	8,34	0,69

L'augmentation après hydrolyse du rendement en acétone est toujours notablement moindre avec les fractions B qu'avec les peptides purs; ce fait traduit la présence d'acides aminés libres dans les premières, dont la teneur en leucine et en valine est très voisine quelle que soit leur origine. La papaïne libère donc de la caséine la moitié au moins de la leucine totale avec une petite quantité de valine et de polypeptides à chaîne courte renfermant ces corps. La pepsine, au contraire, donne naissance en abondance à ces derniers et, très probablement, à un peu de leucine. Son action est surtout endopeptidasique, tandis que celle de la papaïne est à la fois endo- et exopeptidasique, ce qui explique sa plus grande efficacité.

IV. La leucine et la valine n'occupent pas une position identique dans la molécule protéique. Une partie importante de la première, libérable par la papaïne, doit être considérée comme existant en bout de chaîne, tandis que tel n'est pas le cas pour la seconde. C'est sans doute grâce à cette position *périphérique* que la *l*-leucine des protéides tissulaires subit facilement la transpeptidation (remplacement d'une molécule d'acide aminé par une autre sans remaniement de la structure fondamentale de la protéine) par la *l*-leucine marquée renfermant du deutérium et l'isotope lourd de l'azote $_{15}N$ après ingestion de celle-ci (Schönheimer, Rittenberg et Rattner).

A $15^h 35^m$ l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à $15^h 50^m$.

A. Lx.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 17 JANVIER 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Après le dépouillement de la Correspondance, M. le **Président** s'exprime en ces termes :

L'Académie vient d'être cruellement frappée par la mort de son doyen d'élection, **Louis Bouvier**, qui avait été élu le 7 juillet 1902. L'état de sa santé l'empêchait depuis quelques mois d'assister aux séances de l'Académie, où il était auparavant très assidu et intervenait souvent, avec une chaleur que l'âge n'avait pas diminuée. Il est mort dans la nuit du 13 au 14 janvier. Ses obsèques ont eu lieu ce matin à Maisons-Laffitte. M. M. Caullery va lire la Notice qu'il lui a consacrée. Pour moi j'exprimerai seulement ma douloureuse émotion devant la mort de notre cher et vénéré doyen, à qui allaient l'admiration et la sympathie respectueuse de tous.

Notice nécrologique sur Louis-Eugène Bouvier (1856-1944)
par M. **Maurice Caullery.**

Notre sympathique et très aimé Confrère, **Louis-Eugène Bouvier**, né à Saint-Laurent-Grand-Vaux (Jura) le 9 avril 1856, s'est éteint à Maisons-Laffitte le 14 janvier 1944, dans sa 88e année. Il appartenait à l'Académie depuis le 7 juillet 1902 et, depuis la mort d'Émile Picard, il était notre doyen d'élection. Sa personnalité et sa longue et laborieuse existence pourraient se résumer dans les termes suivants : simplicité, bienveillance, optimisme, enthousiasme, continuité de l'effort.

Il n'avait dû son élévation qu'à lui-même et l'avait réalisée dans des conditions difficiles. De l'école primaire de son village il était passé à l'École Normale primaire du Jura, où, par la Botanique, il avait été orienté vers les sciences naturelles. Ses qualités se révélaient déjà. Un de ses parents raconte qu'il avait eu l'occasion d'approcher son compatriote Pasteur, qui séjournait à Arbois pendant les vacances, et que Pasteur, après avoir causé avec lui, avait exprimé sur l'avenir « de ce petit homme » des appréciations extrêmement

favorables. Instituteur adjoint à Clairvaux (Jura), à 19 ans, en 1875, puis maître-adjoint à l'École Normale primaire de Versailles en 1878, il avait été ensuite admis comme élève à l'École Normale primaire supérieure de Saint-Cloud dans la première promotion qui y est passée. C'est là qu'il avait été remarqué par Edm. Perrier, qui y enseignait et qui y a puisé une série d'élèves. Par Edm. Perrier, il a pris contact avec le Muséum, d'abord comme boursier d'études (1882), puis comme stagiaire (1887). C'est pendant ces années qu'il a conquis successivement ses grades d'enseignement supérieur, le baccalauréat, puis la licence ès sciences naturelles en 1883, et ès sciences physiques en 1884, l'agrégation des sciences naturelles en 1885 (il y fut reçu le 1[er]) et, en 1887, le doctorat ès sciences naturelles. En outre, en 1889, il était reçu au concours de l'agrégation de l'École de Pharmacie de Paris pour la Zoologie. On mesure par ces dates successives le travail que représente une scolarité aussi remplie, aussi variée et aussi rapide.

Il ne quittera plus le Muséum, et, dès 1895, il y devient professeur dans la Chaire des Animaux articulés, où il succède à Émile Blanchard. Sept ans après, en 1902, il recueille à l'Académie la succession de H. Filhol. En 1901, il avait eu le prix Petit d'Ormoy. Si ses efforts ont été particulièrement méritoires, ils ont été brillamment récompensés et il est arrivé au premier rang avec une remarquable rapidité.

Les travaux de Bouvier. — *Mollusques.* — D'emblée, Bouvier s'est d'ailleurs imposé à l'attention, non seulement par son ardeur à la recherche, mais par la valeur de ses travaux. Je me souviens du temps où, étant moi-même étudiant, la Thèse de Doctorat de Bouvier, *Système nerveux, morphologie générale et classification des Gastéropodes Prosobranches* (1) apparaissait comme un travail de grande classe. Il marque toujours une date dans l'histoire morphologique et anatomique de ce groupe. Bouvier y a établi notamment la parfaite généralité de la torsion en 8 de la chaîne nerveuse viscérale (*chiastoneurie*) et montré ainsi comment les Prosobranches se distinguent des Opisthobranches; il rectifiait par là des conclusions d'un zoologiste allemand jouissant d'une grande autorité, H. von Ihering, et ses propres conclusions étaient fondées sur une étude extrêmement étendue. Ce grand travail a été, en outre, pour Bouvier, comme il l'a dit, l'occasion de se rallier pleinement, sur le terrain anatomique, aux conceptions transformistes, à l'égard desquelles il avait eu d'abord quelque méfiance. Les Opisthobranches, où la chiastoneurie n'existe pas, doivent être considérés comme présentant une *orthoneurie* secondaire, résultant d'une détorsion du système nerveux. La réalité de cette interprétation ressortait pleinement, peu après, de l'étude simultanée (1892) d'un type primitif d'Opisthobranches, le genre *Actæon*, par Bouvier et par notre Correspondant belge P. Pelseneer. L'*Actæon* apparaît en effet comme un Opisthobranche

(1) *Ann. Sci. Nat.* (*Zool.*), 7[e] série, 3, 1887, 510 p., 19 pl.

archaïque, où le système nerveux est encore chiastoneure. Ainsi s'affirmait, à l'encontre des idées de H. von Ihering, la parenté foncière des deux groupes, Opisthobranches et Prosobranches. Bouvier s'est attaché à préciser leur évolution par l'étude anatomique précise d'un grand nombre de leurs formes.

Il n'a pas publié moins de 50 Notes ou Mémoires sur ces animaux. Je retiendrai seulement encore ici de ces recherches celles consacrées (en collaboration avec H. Fischer) aux Pleurotomaires, Prosobranches abyssaux existant déjà à l'époque primaire et qui avaient été récemment retrouvés dans la faune abyssale. Bouvier a pu disposer de deux spécimens; leur anatomie, et celle du système nerveux en particulier, a montré que c'est là un type très archaïque, se rattachant à divers égards aux Chitons (Amphineures). Bouvier s'était ainsi classé au premier rang dans l'étude moderne de l'anatomie comparée des Mollusques.

Cétacés. — Sa Thèse d'agrégation de Pharmacie (1889) l'avait entraîné dans une voie toute différente, vers l'anatomie des Mammifères marins de l'ordre des Cétacés. Il a consacré à ces animaux quelques Notes et un Mémoire important sur les Cétacés souffleurs ([2]), où il a surtout précisé des points relatifs à l'appareil circulatoire (plexus artériels et veineux), en rapport avec l'adaptation de ces animaux à la plongée.

Crustacés. — Ce n'a été là toutefois qu'un épisode. Dès 1888 il s'engageait, à l'occasion de constatations faites sur l'Écrevisse, lors de manipulations qu'il dirigeait pour les candidats à l'agrégation, dans de longues et importantes recherches, extrêmement variées sur les Crustacés, et surtout sur les Décapodes. Elles ont été faites, en partie, avec Alph. Milne-Edwards. Déjà, en 1901, lors de sa Notice sur ses *Titres et Travaux scientifiques*, il y avait consacré 88 Notes ou Mémoires, auxquels pas mal d'autres se sont ajoutés depuis. Ces recherches portent sur la morphologie externe et l'anatomie comparée (surtout sur le système nerveux et l'appareil circulatoire), chez de nombreux types et en rapport avec les conditions de vie de ces animaux, en particulier chez des formes abyssales provenant de diverses expéditions. L'ensemble de ces travaux représente une contribution très importante à l'étude générale moderne du groupe des Crustacés. Ils ont mis notamment en évidence que les Anomoures (Galathées, Pagures, Hippidés etc.) dérivent de Macroures homariens et qu'ils évoluent tous vers des types d'aspect cancérien, qui n'ont toutefois que des analogies superficielles de forme avec les vrais Crabes ou Brachyoures. Particulièrement intéressants sont les faits relatifs au groupe des Pagurides. Bouvier montre qu'ils constituent une double série (Mixtopaguriens, Eupaguriens), aboutissant, de part et d'autre, à des formes cancériennes similaires (*Lithodes*, *Lomis*), mais d'origines indépendantes.

Parmi les travaux plus récents de Bouvier sur les Crustacés, je signalerai

([2]) Un vol. in-4°, 220 p., 1889.

encore ceux relatifs aux formes larvaires des Palinurides (Langoustes, Scyllares), si profondément différentes des adultes. Bouvier a apporté à leur identification des contributions décisives ([3]).

Avec A. Milne-Edwards, il a mené à bien l'étude détaillée d'une série d'importantes collections de Crustacés, récoltés par de grandes expéditions marines : celles du Prince Albert de Monaco (*Hirondelle*, *Princesse Alice*); celles d'Alex. Agassiz dans la mer des Antilles et le golfe du Mexique (*Hassler*, *Blake*); les expéditions françaises du *Travailleur* et du *Talisman*; les campagnes d'Éd. Chevreux à bord de la *Melita* etc.

Enfin, en 1925, après la publication de 25 Notes ou Mémoires partiels et préliminaires, s'espaçant de 1903 à 1919, Bouvier a publié un ouvrage important sur les Crevettes d'eau douce de la famille des Atyidés ([4]), où, à son habitude, il a fait une étude approfondie de tout ce groupe, y compris ses nombreuses formes exotiques (il n'a pas étudié moins de 128 espèces). Il a cru, à la suite d'observations et d'expériences faites à la Réunion par Ed. Bordage et à l'île Maurice par d'Emmerez de Charmoy, reconnaître, dans ce groupe, des variations multiples discontinues et, en quelque sorte, explosives, rappelant des mutations, telles que H. de Vries en avait décrites chez les Œnothères. Il a vu là un exemple net de la discontinuité dans l'évolution des espèces. Cette interprétation reste sujette à caution et les expériences qui lui servent de base devraient être reprises dans des conditions de précision minutieuse.

Pycnogonides. — Un autre groupe d'Arthropodes, plus ou moins voisin des Crustacés, les Pycnogonides, l'a aussi attiré et il lui a consacré un certain nombre de Notes et Mémoires, en particulier sur les espèces de la faune de France. Il est revenu à plusieurs reprises à l'étude de ces animaux.

Onychophores. — Très importantes sont les recherches de Bouvier sur les Onychophores ou Péripates, groupe très spécial et primitif à beaucoup d'égards, qui représente une étape vraisemblablement très archaïque de l'adaptation des Arthropodes à la vie terrestre. En raison de cela, Bouvier s'est passionné pour son étude. Aux maigres matériaux que pouvaient lui fournir les collections du Muséum, il a pu en joindre une masse considérable, provenant de nombreux musées étrangers, en particulier du British Museum de Londres, et même de nombreux spécimens et espèces étudiés à l'état vivant, qu'il se faisait envoyer de contrées lointaines, par une série de correspondants. Ces recherches ont abouti à une grande *Monographie des Onychophores* ([5]),

---

([3]) Voir *Comptes rendus*, **156**, 1913, p. 1643; **157**, 1913, p. 457; **160**, 1915, p. 258.

([4]) *Recherches sur la morphologie, les variations et la distribution géographique des Crevettes d'eau douce de la famille des Atyidés*, Paris, *Encyclopédie entomologique*, **4**, 1925, 370 p., 716 fig.

([5]) *Ann. Sc. Nat.* (*Zool.*), 9e série, **2**, 1905, pp. 1-377; **5**, 1907, pp. 61-318 avec 13 pl. et nombreuses figures.

(anatomie, embryologie, systématique), où sont successivement étudiées 50 espèces du groupe, et qui est maintenant un travail fondamental.

Il y aurait encore à ajouter à ces divers travaux des recherches plus épisodiques sur d'autres groupes d'animaux. La plus grande partie de cette œuvre si dense était déjà achevée ou ébauchée, lorsqu'il entra à l'Académie et même quand il prit possession de sa chaire du Muséum. Celle-ci était avant tout une chaire d'Entomologie, et l'Entomologie est pratiquement un domaine spécial, extrêmement vaste, vers lequel on s'oriente généralement dès la jeunesse. Bouvier n'était pas entomologiste. Ce sont les instances d'A. Milne-Edwards qui l'avaient décidé à poser sa candidature à ce poste et l'influence d'Edwards qui l'y avait fait élire. Mais le cadre de la chaire comprenait en particulier les Crustacés, pour lesquels il était hautement qualifié. Par la suite (1917), avec un très beau désintéressement, il consentit à un dédoublement de la chaire, en une chaire d'Entomologie qu'il garda et une chaire de Vers et Crustacés en faveur de Ch. Gravier. Il y avait beaucoup de générosité à renoncer ainsi, en faveur d'un Collègue, à l'objet de sa propre spécialité. Mais Bouvier s'était déjà donné à l'Entomologie avec sa fougue habituelle et il y a fait aussi œuvre magnifique, par lui-même et par le rôle d'animateur qu'il y a joué avec une extrême fécondité. On peut dire qu'aucun des professeurs récents de Zoologie au Muséum n'a eu une action comparable.

Il ouvrait libéralement et largement les collections du Muséum aux spécialistes qualifiés, non seulement de Paris et de la province, mais aussi de l'étranger, faisant ainsi étudier de façon minutieuse et compétente ces vastes collections. Il stimulait et aidait de nombreux voyageurs et faisait ainsi affluer des collections nouvelles; il s'efforçait, avec beaucoup de succès, d'amener au Muséum, par dons ou legs, des collections d'amateurs remarquables. Lui-même s'est jeté, avec sa fougue coutumière, dans l'étude des Insectes, sur lesquels il a produit pas mal de Notes intéressantes (notamment sur les Hyménoptères des genres *Bembex* et *Philanthus*). Chaque année il prenait comme sujet de son cours un groupe particulier de ces animaux, pour en faire lui-même une étude approfondie. Son enseignement, est-il besoin de le dire, était très substantiel et très vivant. Il a tiré, de ses lectures et de son enseignement, le sujet de plusieurs livres synthétiques ([6]), *La vie psychique des Insectes*, *Habitudes et métamorphoses des Insectes*, *Le Communisme chez les Insectes*. Pour apporter lui-même une contribution étendue à l'Entomologie, il a entrepris, dans une série de Mémoires, la révision complète des Papillons de la famille des Saturniens, mettant en œuvre, à cet effet, la collection du Muséum, celle de divers autres Musées (il est allé à Washington étudier les collections américaines) et des collections particulières. J'ai eu l'occasion moi-même de voir avec quel plaisir il accueillait des matériaux de ce groupe, ayant eu l'occasion de lui en rapporter

([6]) *Bibliothèque de Philosophie scientifique* (Flammarion).

une espèce du Brésil. Bouvier a ainsi été, dans toute la force du terme, un grand animateur dans la chaire d'Entomologie, jusqu'à sa retraite en 1931. Il s'y montrait particulièrement accueillant pour les jeunes débutants. L'un d'eux, devenu par la suite un de ses meilleurs collaborateurs, me disait tout récemment avec quelle cordialité encourageante et efficace Bouvier l'avait reçu et stimulé, quand, jeune étudiant, il était venu s'ouvrir à lui de ses intentions relatives à ses premiers travaux.

En dehors des collections proprement dites d'Entomologie, Bouvier a organisé au Muséum une très belle galerie d'Entomologie appliquée. C'est à son initiative et à ses efforts qu'est due la création et la réalisation, grâce aux fonds de la journée Pasteur, de l'Insectarium, extension si heureuse de la Ménagerie.

Hors du Muséum, c'est aussi lui qui a été l'instigateur de la publication de la *Faune de France*, qui comprend déjà 42 monographies. Il a lui-même fait celle des Pycnogonides, et tout récemment (1940) celle des Crustacés Décapodes marcheurs.

Malgré de pénibles soucis et des deuils cruels, la vieillesse n'avait en rien altéré ses habitudes d'esprit, ni son caractère. Il restait toujours plein de fougue et d'activité intellectuelle, profitant des loisirs de la retraite pour s'adonner à de nouvelles études. Il y a quelques mois, il se passionnait pour l'étude de l'Hérédité et pour celle du grec. Ses forces musculaires faiblissaient, ce qui l'a obligé, depuis le printemps dernier, à ne plus quitter Maisons-Laffitte, où il habitait. C'est là que je l'ai vu pour la dernière fois, il y a quelques semaines. Il était alité, mais toujours en verve et comptait bien revenir encore à nos séances. Il n'en sera malheureusement pas ainsi, mais il a pu, s'il a senti venir sa fin, se rendre le témoignage que, jusqu'au bout, il avait employé sa longue vie de façon noble et féconde, et il laisse certainement parmi nous de vifs et unanimes regrets, ainsi qu'un bel exemple.

M. le **Président** déclare qu'aussitôt après les élections annoncées à l'ordre du jour, la séance sera levée en signe de deuil.

PHOTOGRAPHIE. — *Sur un mode de reproduction d'états superficiels au moyen de décharges électriques*. Note de MM. **Armand de Gramont** et **Jean Barraud**.

Un procédé, qui a été qualifié *d'électrographie*, consiste à placer sur une plaque sensible une médaille ou une pièce de monnaie et à créer, entre celle-ci et le dos de la plaque, une différence de potentiel de quelques milliers de volts. On obtient alors après développement, avec un temps de pose variant selon le relief et l'émulsion, une image de l'échantillon. Le contour de l'élément donne naissance à une couronne d'aigrettes finement ramifiées.

Nous nous sommes proposé de rechercher si des différences de niveau très faibles pouvaient être ainsi enregistrées, et nous avons fait une série d'expériences avec des surfaces métalliques planes diversement traitées. C'est avec une bobine de Ruhmkorff que nous avons obtenu les clichés les plus nets. La méthode s'est trouvée convenir à l'enregistrement de toutes dénivellations, alors même que celles-ci ne pouvaient être que difficilement photographiées par les procédés ordinaires (*fig.* 1).

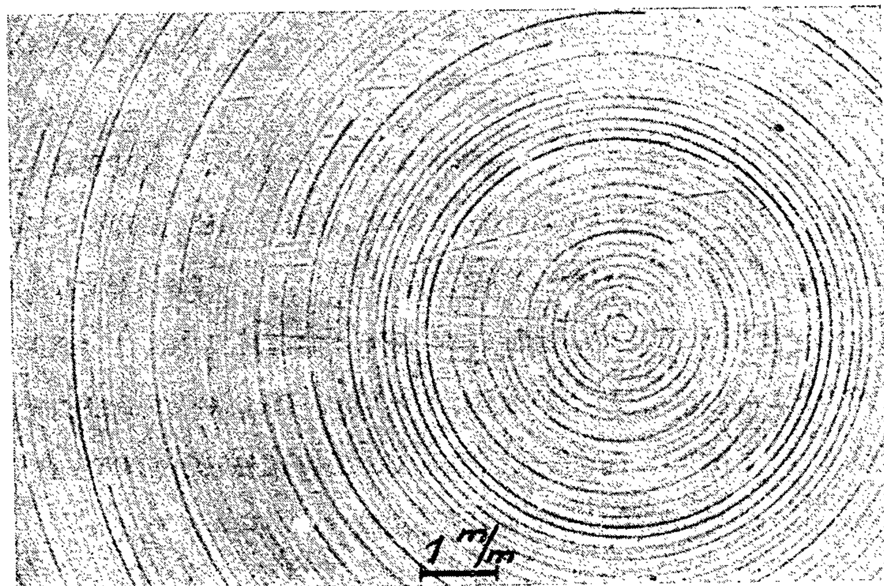


Fig. 1. — Disque plan de laiton nickelé.

Il apparaît en certains points, sur le cliché développé, de petits disques d'argent réduit correspondant sans doute à des étincelles localisées. Celles-ci ne se produisent pas dans les parties situées au contact du métal et de la surface sensible, mais dans les zones où existent des rugosités aiguës légèrement distantes de l'émulsion. Si l'on effectue l'expérience en plaçant le dos de la plaque sensible contre l'échantillon, ce qui a pour effet d'interposer entre celui-ci et l'émulsion un diélectrique transparent, on retrouve des taches circulaires dont le diamètre croît avec l'épaisseur du diélectrique.

Le phénomène n'est pas seulement produit par des surfaces métalliques; tous les corps que nous avons essayés ont donné lieu à des images : ébonite, verre, caoutchouc, étoffes. La pièce ne pouvant alors servir d'électrode, on doit disposer sur l'échantillon une plaque métallique qui assure le potentiel nécessaire.

Puisque les corps non conducteurs donnent lieu à ces mêmes images, il faut s'attendre à ce que les constituants chimiques qui peuvent prendre naissance ou se déposer à la surface de la pièce métallique entrent en jeu. C'est ainsi que les parties corrodées de l'échantillon ou les corps gras qui le recouvrent se dessinent sur le cliché.

Il est possible que les différents constituants d'un minerai puissent par cette méthode être discernés. On pourrait ainsi obtenir des micrographies qui, étant donnée la finesse des épreuves, permettraient d'effectuer des agrandissements considérables.

Pour éclairer le mécanisme du phénomène en question, nous avons exécuté des essais sous vide : il ne se révèle alors aucune impression photographique, même après une durée d'opération de 3 heures. Il semble donc qu'il s'agisse d'un effet dérivant de l'étincelle électrique, puisque celle-ci ne se produit pas dans le vide.

Si la surface possède un relief suffisant, on peut le percevoir à l'œil nu dans l'obscurité en plaçant sur l'échantillon une cuve transparente remplie d'eau dans laquelle plonge une des électrodes; on voit se dessiner le contour et les reliefs de la pièce : une partie au moins de l'agent actif est donc constituée par un rayonnement visible.

Avec une cuve et une lentille de quartz, on peut former à distance, sur une plaque sensible, une image de l'échantillon; en coupant une partie du faisceau par un écran en verre de quelques millimètres d'épaisseur, on constate que la zone ainsi protégée est plus pâle, ce que ne suffit pas à expliquer l'absorption par le verre dans le spectre visible : une partie de la lumière se situe donc dans l'ultraviolet; ceci était à prévoir, la lumière obtenue devant avoir pour composition celle du spectre de l'étincelle dans l'air.

En examinant les surfaces sensibles après la pose, on trouve souvent une image formée sur l'émulsion avant le développement. Cette action est due aux effets de l'étincelle, que ceux-ci soient mécaniques, thermiques ou même chimiques.

Il paraît légitime en tous cas de supposer que l'image est formée par une série d'étincelles trop petites pour être résolues. Ces étincelles se dégagent avec d'autant plus d'intensité que les arêtes sont plus vives.

La méthode peut s'appliquer à toute surface développable si l'on se contente

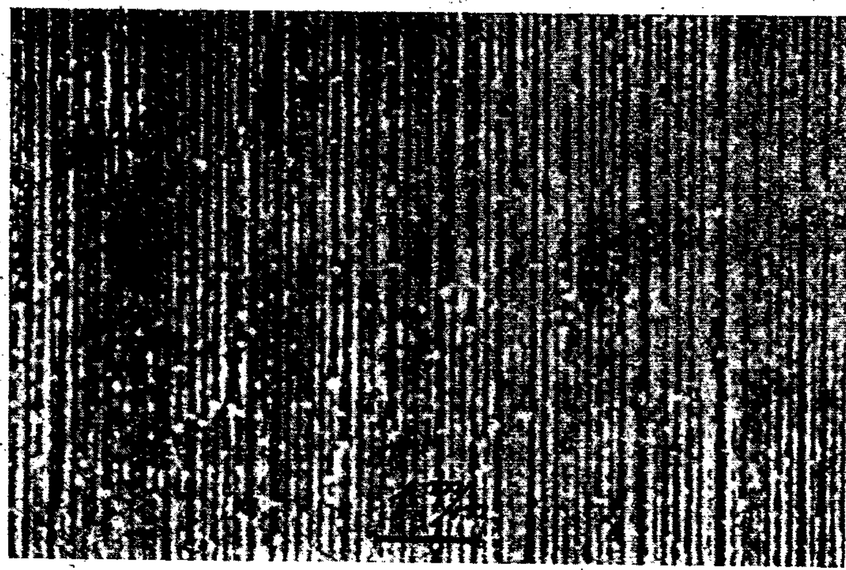


Fig. 2. — Cylindre d'acier tourné. Avance, $0^{mm},1$.

de photographier sur pellicule. La figure 2 est relative à un cylindre tourné, avance $0^{mm},1$.

On ne saurait ainsi obtenir la même finesse que sur des échantillons plans reproduits par des plaques dressées optiquement et recouvertes d'émulsions

d'épaisseur négligeable (procédé de Daguerre) ou constante (émulsion au collodion).

Ces essais ont été effectués au moyen d'une bobine de Ruhmkorff et d'une batterie d'accumulateurs. Il y aura lieu de rechercher si la forme du courant ainsi produit et la disposition des pôles ont quelque effet sur l'ensemble du phénomène.

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **André Paillot** est élu Correspondant pour la Section d'Économie rurale en remplacement de M. *François-Xavier Lesbre*, décédé.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats au poste de Chimiste en chef à l'Administration des *Monnaies et Médailles*, pour la première ligne M. *Pierre Fauconnier* réunit l'unanimité des 32 suffrages.

Pour la seconde ligne, M. *Pierre Champ* réunit l'unanimité des 26 suffrages.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre Secrétaire d'État à l'Éducation Nationale comprendra :

En première ligne .... M. **Pierre Fauconnier**.
En seconde ligne .... M. **Pierre Champ**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Albert Leulier et Louis Revol. *Les protéines du sérum et la sous-alimentation*.

GÉOMÉTRIE. — *Sur la géométrie du quadrilatère complet.* Note de M. **Victor Thébault**, présentée par M. Élie Cartan.

1. Sur les côtés BC, CA, AB d'un triangle $T \equiv ABC$, on marque les points arbitraires A', B', C' et les droites $B'C'$, $C'A'$, $A'B'$ rencontrent BC, CA, AB en A'', B'', C''. Soient (O, O_a, O_b, O_c), (H, H_a, H_b, H_c) et (G, G_a, G_b, G_c) les centres des cercles circonscrits, les orthocentres et les barycentres des triangles T, $T_a \equiv AB'C'$, $T_b \equiv BC'A'$, $T_c \equiv CA'B'$; D, D_a, D_b, D_c les points divisant OH, O_aH_a, O_bH_b, O_cH_c dans un même rapport arbitraire k.

Les cercles (O_a), (O_b), (O_c) circonscrits à T_a, T_b, T_c concourent en un point F et les droites FA', FB', FC' coupent BC, CA, AB sous le même angle θ. Les triangles T, $O_aO_bO_c$ sont directement semblables et leur rapport

de similitude est $2\sin\theta$. Les parallèles à BC, CA, AB menées par D_a, D_b, D_c forment un triangle T_D inversement égal à T comme on s'en rend aisément compte en considérant $D_a \equiv O_a$, $D_b \equiv O_b$, ..., et $D_a \equiv G_a$, $D_b \equiv G_b$, ... Pour deux triangles T_D, $T_{D'}$ correspondant à deux valeurs de k, les droites $A_D A_{D'}$, $B_D B_{D'}$, $C_D C_{D'}$, rencontrent BC, CA, AB en des points fixes sur une droite Δ.

Lorsque $D_a \equiv O_a$, $D_b \equiv O_b$, $D_c \equiv O_c$, le centre de symétrie S_0 du triangle correspondant et de T coïncide avec le symétrique du centre φ du cercle $O_a O_b O_c$, par rapport au barycentre Ω des points O, O_a, O_b, O_c (anticentre du quadrangle $OO_aO_bO_c$), de sorte que S_0 est au milieu de la distance OH′ du centre du cercle ABC et de l'orthocentre H′ de $O_aO_bO_c$. φ' étant le symétrique de φ, par rapport à S_0, en vertu de la similitude des triangles T et $O_aO_bO_c$, le point φ' est sur la médiatrice du segment rectiligne OH et OH, $O\varphi'$ se coupent sous l'angle θ.

Si, dans le triangle T, la droite GH est parallèle à B′C′, la somme algébrique des distances de A, B, C à GH est nulle, et

$$\cos(BC, B'C')\cos(CA, AB) + \cos(CA, B'C')\cos(AB, BC) + \cos(AB, B'C')\cos(BC, CA) = 0.$$

Cette relation étant symétrique par rapport aux quatre directions BC, CA, AB, B′C′, *la droite d'Euler* G_aH_a *du triangle* T_a *est aussi parallèle à* BC.

2. Soient A_1, B_1, C_1 les points de concours des tangentes en (A, B′, C′), (B, C′, A′), (C, A′, B′) aux cercles (ABC, BC′A″, CB′A″), ..., sur les circonférences (O_a), (O_b), (O_c); H'_a, H'_b, H'_c les orthocentres des triangles $A_1B'C'$, $B_1C'A'$, $C_1A'B'$. Ces triangles sont directement semblables à T ainsi que les triangles $H'_aH'_bH'_c$ et $O_aO_bO_c$, dont le centre du cercle circonscrit au premier coïncide avec l'orthocentre du second. La tangente en A au cercle (O) coupe (O_a) en A_1 conjugué isogonal du point à l'infini en direction normale au diamètre Δ_a de (O_a) parallèle à BC; l'orthopôle φ_a de ce diamètre, par rapport à AB′C′, est le centre de l'hyperbole équilatère $AA_1B'C'$, c'est le milieu commun de A_1H_a et de AH'_a, ou l'anticentre du quadrangle $AA_1B'C'$. Les orthopôles φ_b, φ_c des diamètres Δ_b, Δ_c de (O_b), (O_c) parallèles à CA, AB, pour les triangles T_b, T_c sont les anticentres des quadrangles $BB_1C'A'$, $CC_1A'B'$. Des points M_a, M_b, M_c qui divisent les segments rectilignes $O_a\varphi_a$, $O_b\varphi_b$, $O_c\varphi_c$ dans un même rapport arbitraire l, sont sur un cercle centré au point M partageant φS_0 dans le rapport l. De même, des points N_a, N_b, N_c, qui divisent AH'_a, BH'_b, CH'_c dans un même rapport arbitraire m, sont sur un cercle centré au point N qui partage OH′ dans le rapport m.

Les droites AO_a, BO_b, CO_c rencontrent la circonférence (O) aux sommets d'un triangle $A_2B_2C_2$ qui se réduit au second point d'intersection F′ du cercle (O) et du cercle (φ) lorsque A′, B′, C′ sont collinéaires. Les orthopôles des diamètres Δ_a, Δ_b, Δ_c, par rapport aux triangles antipodaires des centres des cercles inscrits aux triangles T_a, T_b, T_c, coïncident avec les intersections ψ_a, ψ_b, ψ_c de AO, BO, CO avec (O_a), (O_b), (O_c).

3. Lorsque $A' \equiv A''$, le triangle T et la transversale $\Delta' \equiv (A', B', C')$ forment un quadrilatère complet (Q) auquel s'appliquent toutes les remarques précédentes. Ainsi en résultent la propriété fondamentale de collinéarité des orthocentres H, H_a, H_b, H_c des quatre triangles, le théorème de *Hervey* et ce qui suit.

a. Si les côtés de (Q) *sont tels que l'un d'eux est parallèle à la droite d'Euler du triangle des trois autres, cette propriété a encore lieu pour chacun des autres côtés.*

b. Dans un quadrilatère complet (Q), *les points qui partagent dans un même rapport arbitraire l les segments rectilignes joignant les centres des cercles circonscrits aux quatre triangles aux barycentres des quadrangles* ABCF″, $AA_1B'C'$, $BB_1C'A'$, $CC_1A'B'$, *sont sur un même cercle centré au point* ω *partageant* φS_0 *dans le rapport l et passant par le foyer* F *de la parabole inscrite* [1]. *Si* $l = 1$ et $m = 1/2$, $\omega \equiv S_0$ *et* (ω) *est le cercle des orthopôles* [2].

c. Les orthopôles des diamètres des cercles (O), (O_a), (O_b), (O_c) *parallèles à* Δ′, BC, CA, AB, *par rapport aux triangles antipodaires, pour les triangles* T, T_a, T_b, T_c *des centres des cercles inscrits aux triangles* T, T_a, T_b, T_c *coïncident avec les intersections de* (AO_a, BO_b, CO_c) *sur* (O), *de* AO, BO, CO *avec* (O_a), (O_b), (O_c) *et sont concycliques* (cercle de *Miquel*).

d. Les droites $A\varphi_a$, $B\varphi_b$, $C\varphi_c$, $F''\varphi''$ *concourent en* F_1 *sur les cercles* (O) *et* (ω).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Une nouvelle correspondance symbolique.* Note de M. **Pierre Humbert**, présentée par M. Henri Villat.

La fonction eulérienne $1/\Gamma(t)$, étant entière, remplit les conditions exigées pour posséder une image symbolique, au sens de Carson-Heaviside : mais, à notre connaissance, cette image n'a jamais été indiquée. On peut cependant la trouver de la façon suivante :

Considérons la fonction, introduite et étudiée par M. Colombo (*Bull. Sci. math.*, 2e série, 67, juillet-août 1943).

$$\nu(t) = \int_0^\infty \frac{t^s\,ds}{\Gamma(s+1)}, \tag{1}$$

qui est l'original de $1/\log p$, et satisfait à l'équation intégrale

$$2\sqrt{\pi t}\,\nu(t) = \int_0^\infty e^{-\frac{x^2}{4t}}\nu(x)\,dx$$

et à la relation symbolique

$$\sqrt{p}\,\nu\left(\frac{1}{p}\right) \subset \frac{\nu(2\sqrt{t})}{2\sqrt{\pi t}}.$$

---

[1] F″ est le point de concours, sur le cercle (O), des tangentes aux cercles (O_a), (O_b), (O_c) en A, B, C; φ″ l'orthopôle du diamètre de (O) parallèle à $\Delta \equiv (A', B', C')$.

[2] V. Thébault, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 98.

Dans l'intégrale qui définit cette fonction, remplaçons t par e^{-p}, en multipliant par p les deux membres de la relation (1)

$$p\nu(e^{-p}) = p\int_0^\infty \frac{(e^{-p})^s\,ds}{\Gamma(s+1)} = p\int_0^\infty \frac{e^{-ps}\,ds}{\Gamma(s+1)},$$

on en déduit, par conséquent,

$$p\nu(e^{-p}) \subset \frac{1}{\Gamma(t+1)}.$$

Si l'on considère également la fonction, aussi étudiée par M. Colombo,

$$\mu(t, x) = \int_0^\infty \frac{t^s s^x\,ds}{\Gamma(s+1)},$$

qui est l'original de

$$\frac{\Gamma(x+1)}{(\log p)^{x+1}},$$

on trouvera de même la correspondance nouvelle

$$p\mu(e^{-p}, x) \subset \frac{t^x}{\Gamma(t+1)}.$$

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une extension de la théorie de la composition de première espèce.* Note de M. **Jean Gilly**, présentée par M. Joseph Pérès.

Il est connu que le produit de composition de première espèce conduit à introduire les parties finies d'intégrales au sens de M. Hadamard, dans le cas de fonctions d'ordre négatif (V. Volterra et J. Pérès, *Leçons sur la composition et les fonctions permutables*, Chap. I et VII; J. Pérès, *Rend. Lincei*, 1[er] semestre 1917, pp. 45 et 104). Il paraît naturel d'étendre les définitions au cas de fonctions développables en série convergente de la forme

$$(1)\qquad K(x, y) = \sum_0^\infty \frac{(y-x)^{\alpha-N}}{\Gamma(\alpha-N+1)}k_N(x, y) \qquad (0<\alpha<1)$$

que l'on peut considérer comme d'ordre infini négatif.

Ceci nous conduit à envisager la partie finie d'une intégrale simple lorsque l'intégrante possède un point singulier essentiel à une des limites d'intégration. Une telle extension est immédiate : étant donnée l'intégrale

$$(2)\qquad \mathcal{J}(b) = \int_a^b (b-x)^\alpha A(x)\,dx,$$

où $A(x)$ a le point singulier essentiel $x=b$, on envisagera une fonction $(b-x)^\alpha B(x)$, où $B(x)$ a le même point singulier essentiel et telle que

$$(3)\qquad \lim_{\varepsilon\to 0} I(b-\varepsilon) + \varepsilon^\alpha B(b-\varepsilon), \qquad \left[\text{avec } I(z) = \int_a^z (b-x)^\alpha A(x)\,dx\right]$$

existe. Cette limite est une partie finie de $\mathcal{J}(b)$. Mais il faut préciser pour avoir

une détermination unique de la partie finie d'intégrale, que l'on se place dans le champ complexe et que la limite précédente doit exister quelle que soit la façon dont ε tend vers o dans le plan complexe. La partie finie doit donc être obtenue pour tout chemin d'intégration dans le plan complexe (compatible toutefois avec les coupures rendues nécessaires par les points de branchement). Il est important de noter que pour des contours d'intégration particuliers, l'intégrale peut exister et avoir des valeurs différentes de la partie finie. Soit par exemple la fonction

$$\operatorname{erf} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-u^2}\, du.$$

L'intégrale $\int_0^\infty e^{-px} \operatorname{erf}\frac{1}{2\sqrt{x}}\, dx$, a un sens si l'on intègre pour x réel et donne $(1/p)\left(1 - e^{-\sqrt{p}}\right)$, tandis que la partie finie au sens précédent est $(1/p)\operatorname{sh}\sqrt{p}$. Du point de vue du calcul symbolique de Heaviside Carson, l'image de $\operatorname{erf}\left(1/2\sqrt{t}\right)$ serait $1 - e^{-\sqrt{p}}$ ou $\operatorname{sh}\sqrt{p}$ selon le cas envisagé. On vérifie sans difficulté que les principales propriétés des parties finies d'intégrales se conservent sous certaines réserves.

Nous sommes donc amené, dans l'étude du produit de composition de fonctions telles que K [cf. formule (1)], à envisager la théorie de la composition au point de vue de l'étude de transformations de fonctions analytiques de variables complexes, afin d'assurer l'unicité des parties finies d'intégrales qui permettent de définir les produits de composition

$$\overset{\star}{\mathrm{H}}\overset{\star}{\mathrm{L}}(x, y) = \left| \int_x^y \mathrm{H}(x, y, u)\mathrm{L}(u, y)\, du, \right.$$

x, y, u étant des variables complexes, le contour d'intégration ne devant pas traverser certaines coupures qui dépendent en général de x et de y et qu'il faut introduire pour obtenir un résultat unique. Soient alors les fonctions

$$\mathrm{M}(x, y) = \sum_0^\infty {}_j \mu_j(x, y); \qquad \mathrm{N}(x, y) = \sum_0^\infty {}_j \nu_j(x, y); \qquad \mathrm{P}(x, y) = \sum_0^\infty {}_j \varpi_j(x, y),$$

avec

$$\mu_j(x, y) = \frac{(y-x)^{\alpha-j-1}}{\Gamma(\alpha-j)} m_j(x, y); \qquad \nu_j(x, y) = \frac{(y-x)^{\beta-j-1}}{\Gamma(\beta-j)} n_j(x, y);$$

$$\varpi_j(x, y) = \frac{(y-x)^{\gamma-j-1}}{\Gamma(\gamma-j)} p_j(x, y),$$

$m_j(x, y)$, $n_j(x, y)$, $p_j(x, y)$ étant supposées holomorphes et les séries M, N, P étant convergentes uniformément dans un domaine $\varepsilon < |y - x| < a$, si petit que soit ε. Dans ces conditions on montre que

$$\overset{\star}{\mathrm{M}}\overset{\star}{\mathrm{N}}(x, y) = \Sigma_{r,s} \overset{\star}{\mu}_r \overset{\star}{\nu}_s,$$

la série double $\overset{\star}{\mu}_r \overset{\star}{\nu}_s$ étant uniformément convergente dans le même domaine.

La relation ci-dessus établit l'associativité du produit de composition de fonctions telles que M, N, P, c'est-à-dire

$$(\overset{\star}{M}\overset{\star}{N})\overset{\star}{P} = \overset{\star}{M}(\overset{\star}{N}\overset{\star}{P}) = \Sigma_{r,s,t}\overset{\star}{\mu}_r\overset{\star}{\nu}_s\overset{\star}{\varpi}_t.$$

Il convient de réserver le cas où $\alpha + \beta$ serait entier, pour des raisons connues (cf. *loc. cit.*, Chap. VII).

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'écoulement des fluides qui présentent une surface libre à pression constante.* Note de M. **Henri Poncin**, présentée par M. Henri Villat.

Le but poursuivi est de déterminer, sous une charge critique donnée, l'écoulement d'un fluide avec surface libre à pression constante. Nous avons obtenu des renseignements précis sur les caractéristiques de forme des parements amont et aval qui permettent de guider la nappe liquide. On peut ainsi caractériser les limites de courbure au delà desquelles risquent de se produire (à partir de la charge critique donnée) les décollements de la nappe liquide.

L'étude théorique entreprise repose sur l'application d'une méthode générale de prolongement analytique [1].

Le constituant fondamental E_f de l'espace est défini à partir de la surface libre L par une expression analytique du type

$$f = \sum_n h_n \varphi_n(m_n x) \tag{1}$$

satisfaisant aux conditions suivantes : 1° les h_n forment une suite d'éléments numériques non croissants; 2° la série $h = \Sigma(h_n)^2$ est convergente; 3° dans le domaine du point à l'infini et pour toutes valeurs de n, l'élément fonctionnel φ_n se comporte de façon à n'introduire dans la symétrie analytique de base E_f aucune singularité dans la région qui intéresse l'écoulement; 4° les éléments (φ_i) et la fonction f satisfont à des conditions analogues à celle que l'on rencontre dans l'étude de la représentation analytique de Fourier. Ces conditions assurent la validité des formules qui suivent; 5° les coefficients numériques m_n forment une suite en correspondance avec la suite h_n. Ils sont assujettis à la seule condition de rester bornés.

Ceci posé, nous définirons, dans le plan du mouvement, la symétrie analytique $(m)(\mu)$ de base E_f en établissant, grâce aux formules

$$z = u - i\sum_n h_n\varphi_n(m_n u), \tag{2}$$ $$\zeta = u + i\sum_n h_n\varphi_n(m_n u); \tag{3}$$

[1] *Comptes rendus*, **213**, 1941, pp. 341-342; **214**, 1942, p. 816.

deux correspondances ponctuelles $(m, u)(\mu, u)$ entre le plan de l'écoulement d'une part et un plan complexe de référence u d'autre part. Les conditions 4° assurent la biunivocité et la réciprocité de ces correspondances lorsque (u) se trouve dans une bande (D) de largeur finie, qui encadre l'axe réel du plan de référence. Cet axe réel est homologue du constituant fondamental E_f des plans superposés z et ζ, et il résulte de là qu'en tout point fondamental les fonctions z et ζ prennent des valeurs conjuguées. L'hypothèse relative à l'invariance de la pression sur L nous permet d'écrire immédiatement la condition fondamentale (2) entre les points associés de l'espace cartésien et des espaces fonctionnels définis par le potentiel complexe et sa dérivée. Désignons par H_c la charge critique envisagée, par Q le débit maximum de la nappe déversante, par h la dénivellation totale amont, aval. En posant

(4) $$G = g + \frac{Q_2}{2hH_c^2},$$

nous avons remplacé, suivant la méthode générale (1), la condition fondamentale par la relation différentielle équivalente

(5) $$dF^2 - G\,dz\,d\zeta = ig(z - \zeta)\,dz\,d\zeta.$$

Cet artifice analytique nous a permis de substituer à la résolution d'un problème de Cauchy, relatif à une équation aux dérivées partielles du second ordre à caractéristiques imaginaires, l'étude d'une équation différentielle du premier ordre dans le plan complexe. Ce second problème est beaucoup plus accessible que le premier, et l'on trouve des méthodes pour le calcul numérique des solutions.

La diversité des transcendantes classiques est suffisante pour permettre de caractériser par la formule (1) toutes les formes d'écoulement. De l'étude que nous avons faite, nous ne retiendrons que la représentation hyperbolique et même nous ne retiendrons ici que la représentation à un terme. Dans ces conditions, nous introduirons dans le plan de référence (u) une représentation paramétrique en coordonnées homogènes du type

(6) $$U = \sin\eta, \qquad V = sh\,\zeta, \qquad T = ch\,\zeta + \cos\eta.$$

L'interprétation de la relation (5) prolongée analytiquement jusqu'au point m, homologue dans le plan z du point $(U, V, T) = (\zeta, \eta)$, fournit la valeur de l'énergie cinétique différentielle en ce point m à partir des formules

(7) $$dT = ghr_1 r_2 \varphi\,d\tau \qquad K = \frac{G}{g},$$

avec

(8) $$r_1^2 = \frac{[U^2 + (KT - V)^2]^{\frac{1}{2}}}{T},$$

(9) $$r_2^2 = \frac{T^2 - 4mhUV + 4m^2h^2}{T^2 + 4mhUV + 4m^2h^2}.$$

La pression exercée aux différents points du parement aval (μ) s'en déduit immédiatement. L'absence de dépression sur ce parement (μ) s'exprime en écrivant que le maximum M de la fonction

$$2hr_1r_2 + i(z - \bar{z})$$

sur Γ est inférieur à la constante $2/g[(p_0)/(\rho) + h\mathrm{G}]$.

Cette condition, réalisée sur la séparatrice du plan (u) homologue de (μ), exclut toute possibilité de cavitation intérieure à la nappe liquide.

Les formules précédentes permettent le calcul des intégrales par la méthode de Runge par exemple. Elles permettent ainsi de définir nettement les séparatrices dans le plan complexe (u) et leurs homologues dans le plan du mouvement. Elles permettent enfin de calculer les efforts dynamiques supportés par le parement aval lorsque l'écoulement est régulier et de déceler les débits maximums, au delà desquels cet écoulement régulier n'est plus possible.

HYDRAULIQUE. — *Influence des champs électriques sur le raffermissement des jets d'eau à haute pression.* Note (1) de M. **Oleg Yadoff**, présentée par M. Henri-Villat.

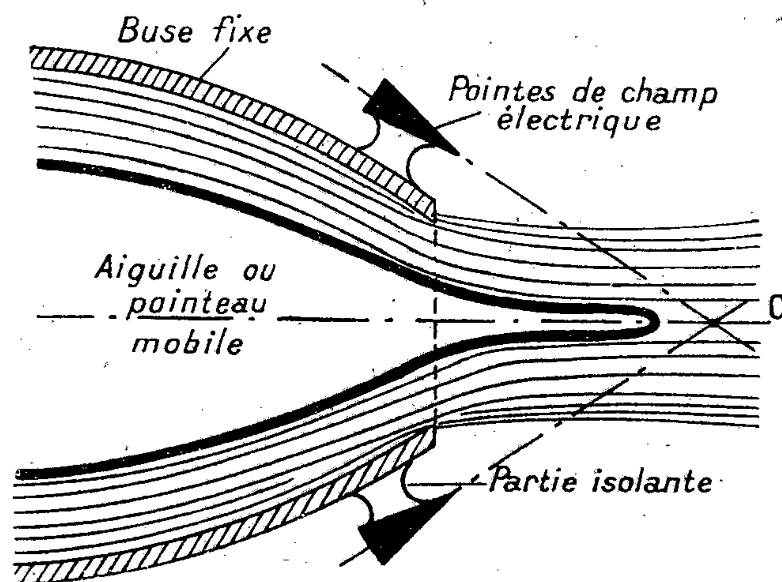
On sait qu'un jet d'eau lancé dans l'atmosphère sous une très haute pression, a pour résultat, au delà d'une certaine vitesse critique, fonction de la pression, de perdre une certaine partie de sa masse par l'effet de pulvérisation qui se produit dans l'air environnant. Cette pulvérisation suivie de dispersion est due au frottement des molécules liquides en mouvement contre les molécules gazeuses; on peut admettre en première approximation que le phénomène est stationnaire. L'influence du frottement se fait donc sentir sur la veine liquide avec l'accroissement de la vitesse. Bien que la masse d'eau ainsi dispersée soit généralement faible, le rendement du dispositif s'en trouve diminué; pour de très grandes vitesses de telles chutes de rendement sont parfois même très appréciables. Tel est par exemple le cas des turbines hydrauliques dites à *impulsion* fonctionnant sous les hauteurs de chutes d'eau au delà de 700^{m}. On a cherché de remédier à cet état de choses par la juxtaposition d'un jet hydraulique et d'un jet tubulaire aérien, ceci dans le dessein d'égaliser les vitesses relatives des molécules d'eau avec les molécules aériennes qui les entourent, le régime de deux fluides ainsi en mouvement axial devant être laminaire. Quelques tentatives de réalisation pratique ont été faites, notamment en disposant autour de la buse d'une turbine Pelton un injecteur d'impulsion d'air. Un tel dispositif permet d'éliminer le régime pulvérisatoire, mais il est de réalisation pratique onéreuse et excessivement délicate.

(1) Séance du 10 janvier 1944.

Nous donnons ici un procédé beaucoup plus simple : il consiste dans l'utilisation des champs électriques, statiques, continus ou alternatifs.

Déjà Lenard (1892), puis J. J. Thomson (1894) montrèrent qu'un jet d'eau lancé dans l'air atmosphérique s'électrise et que cette électrisation, due au frottement, est toujours positive. Lord Kelvin (1895) montra ensuite que cette électrisation se produit aussi quand un petit jet gazeux, continu ou dispersé en gouttelettes, traverse le liquide.

D'autres savants (en France mentionnons les travaux de M. E.-E. Lefrand) observèrent les phénomènes de l'électrostriction dans les liquides, notamment dans les eaux de rivière; un jet d'eau à régime pulvérisatoire placé dans un champ électrique se raffermit et se maintient, sous l'action de ce champ, suivant la loi du mouvement laminaire. Nous avons constaté que l'obtention d'un bon raffermissement du jet est conditionnée par la nature et l'intensité du champ électrique appliqué. L'action du champ négatif, créé par l'effet de la pointe, est beaucoup plus sensible que celle du champ positif maintenu au moyen d'une électrode plaque. Un dispositif comprenant quatre pointes disposées symétriquement sur la buse d'un injecteur Pelton permet visiblement de transformer le régime quasi pulvérisatoire en régime laminaire régulier. Pour que cette action se fasse bien sentir, il faut que les pointes soient dirigées suivant les axes se coupant en un point situé sur l'axe du jet, là où le régime du jet normal est atteint. La figure ci-dessous donne la représentation schématique du dispositif.



Au lieu d'une source électrostatique, on peut appliquer aux pointes une tension à courant continu ou même une tension à courant alternatif; une différence de potentiel de 110 V convient parfaitement bien. On peut même employer la tension à haute fréquence; une source à 5000 p : s se fait encore parfaitement sentir.

Cette question de l'influence des champs électriques sur le raffermissement d'un jet d'eau peut avoir une certaine importance pratique non seulement dans le cas des turbines Pelton à haute pression, mais aussi dans d'autres nombreuses applications industrielles.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur la solution rhéoélectrique de questions de représentation conforme et application à la théorie des profils d'ailes.* Note de M. **Lucien Malavard**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. Soit à obtenir pratiquement la correspondance, conservant le point à l'infini et telle que $(dz/dZ)_\infty = 1$, entre l'extérieur d'un contour quelconque c du plan z et l'extérieur d'un cercle $C : |Z| = a$. On pourra envisager un potentiel complexe $f = \varphi + i\psi$ défini à l'extérieur de c, donc aussi, par la représentation conforme, à l'extérieur de C. Si l'on peut déterminer, expérimentalement ou par le calcul, les lignes φ et ψ données sur les deux plans z et Z, on atteindra la représentation conforme, puisqu'elle fait correspondre les points z et Z par les mêmes φ et ψ.

Il est naturel d'utiliser l'analogie rhéoélectrique dans le plan z. Le choix du potentiel complexe f est limité par les deux conditions suivantes : 1° f est aisé à calculer en tout point Z; 2° f donne sur c des conditions simples (par exemple φ ou ψ constant) pour que l'interprétation analogique conduise à des modèles simples.

L'idée la plus naturelle est de prendre $f = \log Z$; les réalisations dans le plan z concernent, pour φ, le contour c fonctionnant comme source dans un bassin assez étendu et, pour ψ, une circulation fluide autour de c. Mais, pour le modèle de ce second cas, il faut, ψ étant multiforme, matérialiser dans le bassin une coupure, dont les deux bords portent les électrodes d'alimentation, suivant une ligne ψ particulière qu'il faut connaître (cf. *Public. Sc. Min. Air*, fasc. 57, p. 6). De plus les questions d'échelle : relation entre les échelles en φ et ψ des deux expériences, valeur de a, sont relativement délicates.

On a des réalisations plus pratiques en prenant $f = Z + a^2/Z$ (potentiel complexe de l'écoulement sans circulation autour de C ou c) et les deux essais au bassin électrique se font en l'alimentant par deux bords opposés (perpendiculaires à Ox ou à Oy suivant qu'il s'agit de φ ou de ψ), le contour c étant isolant ou conducteur suivant le cas. Soient V et W les potentiels électriques observés au bassin dans le premier ou le second modèle, avec l'échelle de convention 0-100 d'une électrode à l'autre. Dans le premier modèle on observe que les lignes potentielles aboutissant à c sont telles que $V_\beta \leqq V \leqq V_\alpha$, dans le second que c (conducteur) prend le potentiel W_0. On vérifie que

$$\varphi = \left(V - \frac{V_\alpha + V_\beta}{2}\right)\frac{l}{100}, \qquad \psi = (W - W_0)\frac{l'}{100},$$

l et l' étant les dimensions du bassin (assez grand pour éviter les effets de parois), distances des électrodes dans l'un ou l'autre modèle. La valeur de a, rayon du cercle C, en résulte : aux points $X = \pm a$ de C correspond $\varphi = \pm 2a$, $V = V_\alpha$ ou V_β, d'où $a = (V_\alpha - V_\beta)l/400$. La précision est excellente; dans diverses applications effectuées j'obtiens a à moins de $3/1000$ d'erreur relative.

2. Lorsqu'on désire seulement la correspondance entre les points de c et de C, on peut se contenter de l'un ou l'autre des deux modèles définis ci-dessus.

a. Le premier (c isolant) donne les φ au contour d'où les angles au centre θ des points images sur C puisque $\varphi = 2a\cos\theta$, a étant évalué comme on l'a vu. Le second (c conducteur) peut être utilisé de plusieurs façons.

b_1. On donne à c des orientations différentes dans le bassin, définies par l'angle de rotation θ à partir d'une position initiale; les deux points α et β, où la ligne équipotentielle définie par la valeur W_0 du potentiel de c aboutit sur ce contour, sont les images des points θ et $\theta + \pi$ de C. La détermination de a se fait alors par la méthode déjà donnée (*op. cit.*, n° 1, pp. 29 à 35, et fasc. 153, pp. 122 à 128), valable même si c n'est pas un contour à pointe : on alimente l'électrode auxiliaire c de façon que le point α par exemple reste, quel que soit l'angle de rotation θ, à la même position sur c. Cela revient à réaliser dans le bassin une circulation Γ autour de c, aisée à évaluer comme je l'ai indiqué ailleurs (*op. cit.*) : le graphique de Γ en fonction de $\sin\theta$ est une droite de pente $4\pi a$.

b_2. On peut aussi, sans déplacer le profil, faire varier la circulation Γ. Pour chaque valeur de Γ, les points α et β du contour correspondent aux deux points du cercle C tels que $\sin\theta = \Gamma/4\pi a$; Γ_0 étant la valeur pour laquelle α et β se confondent, on a $a = \Gamma_0/4\pi$. Mais en général le procédé est moins recommandable, l'effet des parois du bassin devenant appréciable pour les valeurs notables de Γ.

3. Dans diverses études pratiques de répartition de pression sur des profils, j'emploie systématiquement les deux modèles rhéoélectriques (profil de 30 à 50^{cm} de corde dans un bassin de 200×150). Avec le profil conducteur on détermine (b_1) l'incidence de portance nulle (point α à la pointe du profil) et le rayon a. Avec le profil isolant *placé à l'incidence de portance nulle*, qui est la plus favorable pour éviter les effets de parois, on détermine (*a*) la correspondance entre les points des deux contours et l'on retrouve la valeur de a. Les essais sont rapides, les modèles simples et la précision excellente.

La correspondance entre les points de c et de C étant connue on a, par dérivation graphique ou numérique, le module de transformation $\mu = |dZ/dz|$, nécessaire pour passer des vitesses ou pressions connues sur C à celles sur le profil. C'est la partie la plus délicate de la méthode, par ailleurs plus avantageuse, parce que les modèles sont plus simples, que la méthode directe que j'ai donnée ailleurs (*op. cit.*, p. 35). Il est indiqué, pour avoir des variations plus atténuées de μ, de comparer le profil c non pas à un cercle C mais à un profil théorique voisin pour lequel vitesses et pressions soient aisées à calculer, par exemple un profil Joukowsky.

4. Il est intéressant de noter que l'analogie permet de placer avec précision le *centre aérodynamique* du profil quelconque c : ce profil étant sans circulation,

le centre est commun aux asymptotes D et Δ de la ligne potentielle $(V_\alpha + V_\beta)/2$ du premier modèle et W_0 du second; or les valeurs mêmes de $(V_\alpha + V_\beta)/2$ et W_0 définissent les positions de D et Δ dans le bassin.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Utilisation de la fonction caractéristique de Laplace en Mécanique ondulatoire, pour condenser le principe des valeurs propres et le principe de décomposition spectrale en un principe unique de quantification.* Note de M. **Edmond Arnous.**

Nous devons d'abord rappeler quelques définitions : Une loi de probabilité (ensemble des valeurs possibles et des probabilités correspondantes) peut se représenter par la répartition d'une masse unité sur une droite. Cette répartition est parfaitement déterminée par sa fonction caractéristique de Laplace $K(u)$. Si a est une variable aléatoire discontinue pouvant prendre les valeurs $a_1, a_2, \ldots$ avec les probabilités $p_1, p_2, \ldots,$

$$K(u) = \sum_n p_n e^{iua_n}. \tag{1}$$

Si la variable est continue et qu'on puisse définir une densité $f(a)$

$$K(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{iua} f(a)\, da. \tag{2}$$

Dans le cas général, si $F(a)$ désigne la fonction des probabilités totales, c'est-à-dire une fonction égale à la probabilité pour que la variable soit inférieure à a

$$K(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{iua}\, dF(a). \tag{3}$$

La Mécanique ondulatoire attache à toute grandeur mécanique A une statistique susceptible d'entrer en vigueur à l'occasion d'une mesure de A. Cette statistique est définie par l'ensemble des valeurs possibles de A et des probabilités correspondantes et peut se représenter par la répartition d'une masse unité sur une droite. Nous pouvons déterminer cette répartition par sa fonction caractéristique $K(u)$; ce sera là notre unique principe de quantification :

$$K(u) = \int_D \Psi^* e^{iuA} \Psi\, dq; \tag{4}$$

q représente l'ensemble des variables qui repèrent le système, Ψ est la fonction d'onde, u est un paramètre réel, A est l'opérateur correspondant à la grandeur mécanique étudiée ([1]). Au lieu d'écrire $K(u)$ sous la forme précédente, nous

---

([1]) J. von Neumann s'est servi, sous une autre forme, de la fonction caractéristique de Laplace dans son livre *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik,* Berlin, 1932, p. 70. En Mécanique de Dirac, il faut faire une sommation sur les indices des Ψ.

pouvons définir ce qu'on entend par fonction propre (φ) et par valeur propre (a), de A [2], développer Ψ dans le système des φ, $\Psi = \sum_n c_n \varphi_n$, et écrire (4) sous la forme $\sum_n |c_n|^2 e^{iua_n}$. C'est la même fonction de u, puisque K est invariant. Or, affirmer que $\sum_n |c_n|^2 e^{iua_n}$ est la fonction caractéristique de A, c'est affirmer deux choses :

1° que les valeurs propres a sont les valeurs que A peut prendre;

2° que les probabilités correspondantes sont les $|c_n|^2$. Nous retrouvons, comme théorèmes, les principes des valeurs propres et de décomposition spectrale.

Mais, en caractérisant la statistique de A par une expression qui ne contient que A et Ψ, nous évitons d'introduire le problème des valeurs propres dans l'énoncé des principes. Il est intéressant de se demander alors s'il serait possible d'exprimer les probabilités elles-mêmes en fonction de A et Ψ seuls. Il faudrait résoudre pour cela les équations intégrales (2) et (3), et ceci conduirait aux expressions trop compliquées

$$f(a) = \frac{1}{2\pi} \lim_{U \to \infty} \int_{-U}^{+U} du \int_D \Psi^* e^{iu(A-a)} \Psi \, dq,$$

$$F(a) - F(b) = \frac{1}{2\pi} \lim_{U \to \infty} \int_{-U}^{+U} du \int_D \Psi^* \frac{e^{iu(A-b)} - e^{iu(A-a)}}{iu} \Psi \, dq,$$

qu'on peut écrire d'une façon plus condensée

$$f(a) = \int_D \Psi^* \delta(A-a) \Psi \, dq, \qquad F(a) - F(b) = \int_D \Psi^* [\mathbf{1}(A-b) - \mathbf{1}(A-a)] \Psi \, dq,$$

à condition de définir avec des précautions les opérateurs δ et $\mathbf{1}$, qui coïncident avec la fonction de Dirac et la fonction brusque [3] lorsque A est l'un des paramètres q.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Sur le rendement énergétique d'un circuit oscillant excité par un courant continu périodiquement interrompu.* Note [1] de M. **Jean Cayrel.**

Principe des mesures. — La self-inductance L du circuit oscillant est parcourue par un courant continu I, fourni par un élément d'accumulateur

---

[2] Nous supposons, pour simplifier, que A est complet, sans valeurs multiples et à spectre discontinu.

[3] Par définition $\mathbf{1}(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{iux} - 1}{iu} du = \begin{cases} 0 & \text{si } x < 0 \\ 1 & \text{si } x > 0 \end{cases}$.

[1] Séance du 6 décembre 1943.

(2 volts) et réglable à l'aide d'une résistance sans self-inductance. Ce courant, mesuré par un milliampèremètre de précision, est interrompu périodiquement, soit à l'aide d'un rupteur à contacts solides, soit à l'aide d'un rupteur à contact cuivre-mercure. Aux bornes de la self-inductance L est branché le condensateur C. Dans le circuit oscillant, LC, sont insérés un thermocouple à fils croisés permettant de mesurer l'intensité efficace du courant de H.F. et une boîte de résistances sans self-inductance permettant d'introduire dans le C. O. une résistance additionnelle connue. De la mesure de I_{eff}, sans puis avec résistance additionnelle, on déduit la valeur R de la résistance du circuit oscillant sur sa fréquence propre.

La capacité C étant au plus égale à 7 m μF, l'énergie électrique emmagasinée dans le condensateur *avant la rupture* est négligeable devant $1/2\ LI^2$. Si l'on suppose le rendement égal à 1, on a

$$\frac{1}{2}NLI^2 = RI_{eff}^2, \tag{1}$$

N étant fréquence de rupture.

L'expérience consistait à déterminer séparément les puissances $\Pi = (N/2)\,LI^2$ et $P = RI_{eff}^2$, et à calculer le rendement énergétique $\rho = P/\Pi$.

Les self-inductances utilisées variaient de 0,05 mH à 17 mH.

Le courant I était compris entre 0,05 A et 0,1 A, la fréquence N égale à 100 sec^{-1}. Les puissances mises en jeu variaient de 25 μw à 1500 μw.

Résultat des mesures dans le cas du rupteur cuivre-mercure. — Pourvu que l'intensité I soit inférieure à une valeur critique I_c, voisine de 0,1 A pour le rupteur utilisé, on trouve qu'aux erreurs de mesure près, l'égalité (1) est satisfaite. Le rendement du générateur H.F. est pratiquement égal à 1.

On peut en conclure que la rupture du courant I s'effectue dans un temps très court par rapport à la période propre du C. O., l'amplitude initiale I_0 de l'oscillation de H.F. amortie étant égale à I. Les plus courtes périodes dans nos expériences étaient de 2.10^{-6} sec.

Résultat des mesures dans le cas du rupteur platine-platine. — Le rupteur était constitué par un ticker de la T.M. L'électroaimant du ticker, au lieu d'être alimenté par un courant continu auto-interrompu, était parcouru par un courant alternatif de fréquence 50 sec^{-1}. Il y avait donc *normalement* 100 ruptures à la seconde.

On observe avec ce dispositif trois anomalies :

1° La déviation du galvanomètre associé au thermocouple et mesurant I_{eff} n'est pas parfaitement stable comme dans le cas de l'interrupteur à mercure, mais sujette à de légères fluctuations.

2° Si l'on diminue progressivement la course de la lame vibrante, en serrant la vis de contact, on observe, *pour certains réglages critiques*, que la puissance oscillatoire P, *qui devrait toujours être au plus égale à* π, devient supérieure à Π.

Notamment, lorsque la lame vibrante est presque bloquée, P *peut dépasser* 10Π. Cette anomalie ne peut s'expliquer que par la production d'un nombre réel de ruptures supérieur au nombre supposé (vibrations harmoniques de la lame).

3° Si l'on prend soin d'éviter l'anomalie du paragraphe 2°, on observe que le rendement $\rho = P/\Pi$, sensiblement égal à 1 pour les bobines de self-inductance supérieure à 0,70 mH, devient de plus en plus mauvais quand L diminue à partir de cette valeur :

L..........	0,65	0,325	0,208	0,0485 mH
ρ..........	0,92	0,80	0,60	0,30

Cette anomalie n'est pas due à la diminution de la période T du C. O., car elle n'a pas lieu si la diminution de T est obtenue par diminution de la capacité C. C'est donc *un effet propre de* L. Il semble qu'on puisse l'expliquer comme suit :

Avec le rupteur à contacts solides, la rupture proprement dite, qui a toujours lieu dans un temps très court par rapport à T, est *précédée d'une phase de contact imparfait*. La résistance croissante du contact imparfait fait décroître le courant I *d'autant plus vite que la self-inductance* L *est plus petite*. Quand survient la rupture, le courant dans la bobine n'est plus I, mais $I' < I$, l'amplitude initiale I_0 des oscillations H. F. est I', et l'énergie mise en jeu à chaque rupture est $LI'^2/2$, en sorte que, dans cette interprétation, le rendement ρ aurait pour valeur $(I'/I)^2$. Pour les fortes self-inductances, I' est très peu différent de I, mais pour les faibles self-inductances, I' est notablement inférieur à I, d'où la diminution du rendement.

Un calcul simplifié montre que cette explication s'accorde avec l'allure de la courbe expérimentale de ρ en fonction de L.

Conclusions. — 1° Un C. O., excité par un courant continu périodiquement interrompu, *peut*, en dehors de son usage bien connu dans les ondemètres, *être utilisé comme générateur H. F. pour des mesures de résistances ou pour des mesures d'amplitudes, à la condition d'employer un rupteur à mercure*.

2° Le fait que le rendement du générateur H. F. est sensiblement égal à 1 prouve que la *rupture du courant a lieu dans un temps très court par rapport à la période propre du C. O.*

3° L'emploi d'un rupteur à contacts solides donne lieu à diverses anomalies qui en proscrivent l'emploi, sauf dans les cas où les fluctuations de l'amplitude des oscillations sont indifférentes (ondemètres).

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur la marche en parallèle de plusieurs cellules photoélectriques au sélénium dites à couche d'arrêt.* Note de M. **Michel Delattre**, présentée par M. Camille Gutton.

M. G. Liandrat [1] propose un schéma électrique équivalent à une cellule photoélectrique au sélénium à couche d'arrêt. Il tient compte dans ce schéma des deux couches d'arrêt qui se forment, l'une au contact de l'électrode antérieure, l'autre au contact de l'électrode postérieure.

Nous avons appliqué à une cellule de ce type, dans l'obscurité, une différence de potentiel alternative de fréquence variable et d'amplitude suffisamment faible pour que l'effet redresseur ne se produise pas. En procédant d'abord par la méthode de MM. C. Gutton et G. Laville [2] et ensuite par la méthode de M. Grützmacher [3], pour un grand nombre de valeurs de la fréquence, nous avons mesuré le module et l'argument de l'impédance présentée par la cellule. Le diagramme obtenu vérifiait le schéma proposé par M. G. Liandrat.

Mais, pour la marche en parallèle de plusieurs cellules, par suite de la complexité des phénomènes qui se produisent sous l'action de la lumière, les choses se présentent différemment et le schéma équivalent ne permet pas de rendre compte du fonctionnement. Pour remédier à cela, nous avons appliqué une méthode devant permettre d'obtenir des résultats suffisamment approchés pour les besoins courants. Nous avons admis que la cellule éclairée fournit dans tous les cas le courant de court-circuit I_0 qui varie linéairement en fonction de l'éclairement, mais que la différence entre le courant I passant réellement dans le circuit extérieur de résistance R et ce courant I_0, constitue un courant fictif de fuite I_f qui varie suivant l'éclairement et suivant la différence de potentiel aux bornes $I = I_0 - I_f$. En faisant débiter la cellule pour un grand nombre de valeurs de la résistance R, nous avons pu tracer un réseau de courbes représentant la variation du courant fictif de fuite en fonction de la tension aux bornes, chaque courbe correspondant à une valeur déterminée de l'éclairement.

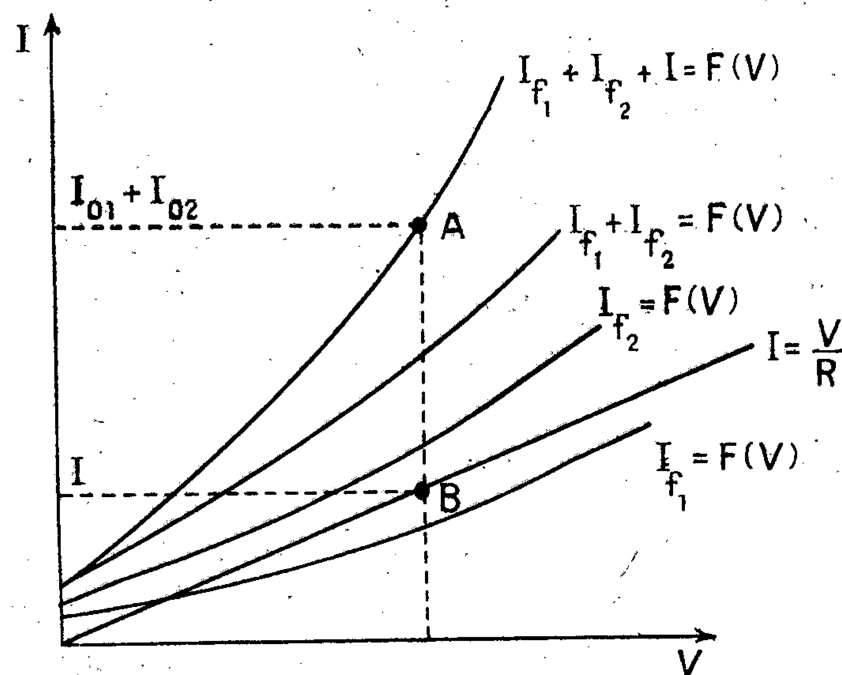
Soient deux cellules C_1 et C_2 supportant respectivement un éclairement E_1 et E_2 et débitant en parallèle un courant I sur une résistance R. Par suite de l'hypothèse que nous avons faite, les deux cellules produiront un courant total $I_{01} + I_{02}$ et nous aurons l'égalité

$$I_{01} + I_{02} = I_{f_1} + I_{f_2} + I,$$

en mettant l'indice 1 aux courants fournis par C_1 et l'indice 2 aux courants

(1) *Journal de Physique*, Série VII, 6, 1934, p. 179.
(2) *Annales des P. T. T.*, 14, 1925, III, p. 209.
(3) *Telegraphen-und Fernsprech-Technik*, 23, 1934, Jahrgang, p. 27.

fournis par C_2. Sur un même graphique (voir la figure), ajoutons les ordonnées des courbes représentant respectivement $I_{f_1} = F(V)$ pour E_1 et



$I_{f_2} = F(V)$ pour E_2 et les ordonnées de la droite $I = V/R$. Nous obtenons une courbe représentant $I_{f_1} + I_{f_2} + I = F(V)$. Le point d'ordonnée $I_{01} + I_{02}$ détermine sur cette courbe la valeur de la tension aux bornes de l'ensemble et par suite le courant I.

Pour des valeurs moyennes de la résistance R, les résultats obtenus expérimentalement et ceux obtenus graphiquement ne diffèrent que de la valeur des erreurs de lecture des appareils de mesure. Pour des valeurs de R très faibles (quelques ohms) ou très fortes (plusieurs milliers d'ohms), les erreurs atteignent 10 %.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Remarques sur les coordonnées symétriques de Fortescue.* Note [1] de M. **François Raymond**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Les coordonnées symétriques de Fortescue sont définies en électrotechnique par la matrice

$$(\alpha^{\mu}) = (a^{-(i-1)(\mu-1)}),$$

a étant la première racine $n^{\text{ième}}$ de l'unité.

Nous montrons dans cette Note que cette question se rattache à la théorie des formes complexes.

Soit un réseau polyphasé, c'est-à-dire présentant $n+1$ bornes, en fonctionnement permanent; u^i et x_i étant la tension sinusoïdale entre la borne $i(i = 1, 2 \ldots n)$ et le neutre ($n+1^{\text{ième}}$ borne) et x_i le courant pénétrant

---

(1) Séance du 4 janvier 1944.

dans le réseau, l'énergie complexe totale est

(1) $$2H = Z^{ij} x_i^* x_j,$$

(2) $$u^i = \frac{\partial H}{\partial x_i^*},$$

x_i^* étant l'imaginaire conjuguée de x_i.

On a en général $Z^{ij} \neq Z^{ji}$.

Le réseau polyphasé est symétrique si chaque ligne ou colonne de la matrice (Z^{ij}) se déduit de sa voisine par une permutation circulaire.

On cherche le changement de variables

(2) $$x_i = \alpha_i^\mu X_\mu,$$

tel que la forme $2H$ n'ait plus de termes rectangles, mais reste invariante (principe de conservation de l'énergie active et de l'énergie réactive) et tel que les potentiels selon (2) se transforment comme les courants.

On sait que l'expression $2H$ se ramène à

(4) $$2H = Z^{\mu\mu} X_\mu X_\mu^*,$$

si les α_i^μ satisfont aux n équations

(5) $$\left(\frac{\partial H}{\partial x_i}\right)_{x_j=\alpha_j^\gamma} = S\alpha_j^\gamma,$$

dont la condition de compatibilité est, comme on sait, *l'équation en* S, qu'on écrit

(6) $$(Z^{ij}) - S(I) = 0$$

ou

(6′) $$(Z^{ij} - \delta_i^j S) = 0,$$

(I) étant la matrice unité, δ_i^j l'opérateur de Kronecker

$$\delta_i^j \begin{cases} = 0 \text{ si } i \neq j, \\ = 1 \text{ si } i = j. \end{cases}$$

D'ailleurs la forme reste invariante si $Z^{\mu\mu}$ est égal aux n racines de cette équation.

On voit que, comme (Z^{ij}), chaque ligne ou colonne du déterminant du premier membre de (6′) se déduit de ses homologues par des permutations circulaires.

On sait que ce déterminant s'exprime par un produit de n facteurs, dont celui du rang k est

$$A_k = Z^{11} - S + a^{-k} Z^{12} + \ldots + a^{-k(n-1)} Z^{1n};$$

on reconnaît là, si l'on supprime S, l'impédance cyclique d'ordre

$$k (k = 0, 1, \ldots, n-1)$$

de l'électrotechnique; donc $S = Z^{kk}$ (on mettra deux indices pour raison d'homogénéité).

La résolution des équations (5) ne soulève pas de difficultés; α_1^ν étant pris arbitrairement, on a

(7) $$\alpha_i^\nu = a^{-(\nu-1)(i-1)}\alpha_1^\nu \qquad (i = 1, 2 \ldots, n).$$

Les tensions u^i se transforment, comme des grandeurs contravariantes, ce qui résulte immédiatement de (2), compte tenu de (3); ainsi

(8) $$u^i = \alpha_\mu^i U^\mu.$$

La deuxième condition imposée au changement de variable est donc traduite par la relation suivante entre la matrice (α_i^μ) et sa conjuguée [transposée de $(\alpha_i^{\mu *})$]

$$(\alpha_i^\mu)(\alpha_i^{\mu *})_k = (1),$$

d'où

$$\alpha_i^\mu \alpha_i^{\nu *} = \delta_\mu^\nu \begin{cases} = 1 \text{ si } \nu \neq \mu, \\ = 0 \text{ si } \nu \neq \mu; \end{cases}$$

remplaçant alors α_i^μ par sa valeur tirée de (7), on a immédiatement

$$n\alpha_1^\nu \alpha_1^{\nu *} = 1,$$

d'où

$$\alpha_1^\nu = \frac{1}{\sqrt{n}} e^{\theta\sqrt{-1}} \qquad (\theta = \text{angle arbitraire}).$$

En définitive le changement de coordonnées envisagé est défini par la matrice de terme général

$$\alpha_i^\mu = \frac{1}{\sqrt{n}} e^{\theta\sqrt{-1}} a^{-(\mu-1)(i-1)};$$

on voit que

$$\alpha_i^\mu = \alpha_\mu^i.$$

Dans les cours d'électrotechnique on pose en général $\theta = 0$ et l'on fait disparaître la symétrie des résultats précédents en supprimant $\frac{1}{\sqrt{n}}$.

L'introduction de cet angle θ traduit le fait que les composantes symétriques, dans le plan de Fresnel, sont indépendantes de l'orientation donnée aux vecteurs représentant les x_i.

Les coordonnées symétriques de l'électrotechnique se rattachent ainsi aux changements de coordonnées de la géométrie unitaire.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur les caractéristiques internes des machines à courants alternatifs et sur un dispositif permettant leur mesure directe.* Note de M. **Jacques Gosselin**, transmise par M. Albert Pérard.

La mesure des caractéristiques internes d'une machine à courants alternatifs consiste à déterminer les trois quantités $\vec{e}$, r et $l\omega$ qui peuvent représenter la

machine du point de vue des lois de Kirchhoff et qui sont liées par une seule équation vectorielle

(1) $$\vec{e} = \vec{U} + r\vec{I} + jl\omega\vec{I}.$$

Les appareils de mesure industriels traduisent cette équation par une seule relation entre les modules; une méthode de mesure des phases peut donner une autre relation, mais il manque encore une relation vectorielle pour déterminer $\vec{e}$.

Or nous avons démontré que la f. é. m. interne $\vec{e}$ à toute charge *est égale en grandeur et en phase à la f. é. m. à vide* de la machine.

Considérons, par exemple, le cas d'un alternateur en charge. La f. é. m. réellement induite $\vec{\varepsilon}$ étant une fonction vectorielle de l'intensité débitée $\vec{I}$ peut s'écrire

(2) $$\vec{\varepsilon} = \vec{E}_0 - \zeta\vec{I},$$

où ζ est une fonction réelle ou complexe du module de $\vec{I}$ et de son décalage Φ et où $\vec{E}_0$ est une fonction au plus de Φ.

On a alors, quelles que soient les conditions de charge de la machine, en appelant z l'impédance interne correspondant à la force électromotrice $\vec{\varepsilon}$,

(3) $$\vec{U} = \vec{\varepsilon} - z\vec{I},$$

d'où, en remplaçant ε par sa valeur (2),

(4) $$\vec{U} = \vec{E}_0 - (\zeta + z)\vec{I}.$$

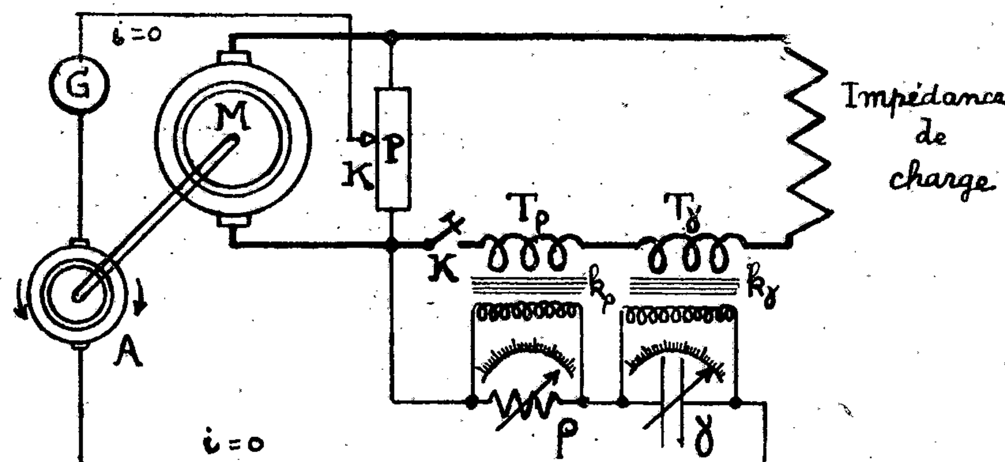
D'après la forme même de cette relation comparée à (1), $\vec{E}_0$ est la force électromotrice interne selon les lois de Kirchhoff.

Or, quand $\vec{I} \to 0$, $\vec{E}_0$ tend vers $\vec{U}$ à vide, c'est-à-dire vers la force électromotrice à vide de l'alternateur. Cette dernière ne dépendant évidemment pas de l'angle de l'impédance extérieure lorsque celle-ci tend vers l'infini, $\vec{E}_0$ ne dépend pas de Φ. C'est donc une constante égale à la f. é. m. à vide de l'alternateur pour l'excitation considérée.

Les quantités à déterminer se réduisent donc à deux, r et $l\omega$. Un ensemble voltmètre-ampèremètre-wattmètre donnera une première relation entre les modules. Pour traduire la relation entre phases, il suffira de mesurer l'angle de déphasage entre la f. é. m. à vide et la tension en charge. Pour cela, nous calons sur l'arbre de l'alternateur à essayer un petit alternateur auxiliaire à stator décalable dont nous mettons la f. é. m. en opposition, d'abord avec la tension à vide et, ensuite, avec la tension en charge. La mesure du décalage géométrique du stator de cet alternateur auxiliaire donne l'angle de déphasage

désiré, et nous en tirons par des formules résultant d'un diagramme classique, les valeurs de r et de $l\omega$.

L'application de ces formules, qui conduit à des calculs assez pénibles dans la pratique industrielle, peut être évitée au moyen de montages de compensation dont le plus facilement réalisable consiste à introduire dans le circuit d'opposition deux tensions en phase et en quadrature, et proportionnelles à l'intensité débitée selon le schéma de la figure. La résistance et l'inductance internes de l'alternateur étudié sont alors lues directement aux coefficients multiplicateurs près des rapports des transformateurs d'intensité et du réducteur de tension P.



Les mêmes raisonnements sont valables dans le cas d'autres sources de courant, par exemple, d'un transformateur vu de son secondaire. Les mêmes méthodes d'opposition sont également applicables dans ce cas, en faisant entraîner l'alternateur auxiliaire par un moteur synchrone.

Mes essais ont donné, en même temps que la preuve expérimentale de la théorie, les ordres de grandeurs des organes des montages, qui sont ceux de la pratique industrielle courante et la précision des mesures, qui est de l'ordre de 1/3000 et de la minute d'arc.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Titrage photocolorimétrique de faibles quantités d'eau oxygénée.* Note (¹) de M. **Paul Bonet-Maury**, présentée par M. Frédéric Joliot.

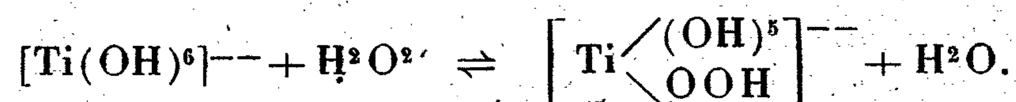
Des recherches sur la formation d'eau oxygénée dans l'eau irradiée (²) nous ont amené à déceler spécifiquement et mesurer de façon aussi précise que possible de faibles quantités d'H^2O^2. Après examen des différentes méthodes de titrage, nous nous sommes arrêté à une technique photocolorimétrique fondée sur la production, avec les ions titane, de la classique coloration jaune, utilisée pour le dosage de cet élément (³). Cette coloration est attribuée à la

(¹) Séance du 10 janvier 1944.

(²) *C. R. Soc. Biol.*, **135**, 1941, p. 941.

(³) Tredwell et Boll, *Manuel de Chimie analytique*, Paris, 1927.

formation d'un persel stable (constante d'équilibre, $k = 1, 12.10^{-4}$), renfermant une molécule d'eau oxygénée par atome de titane et répondant à la formation probable ([4])

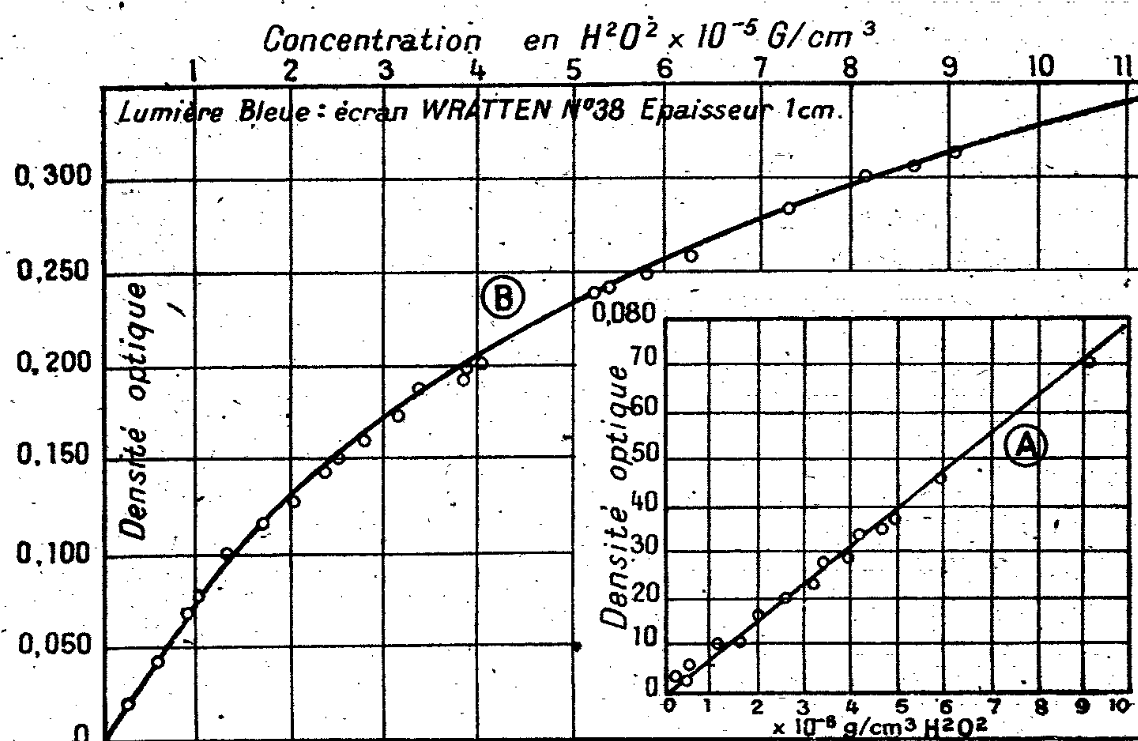


$$[\mathrm{Ti(OH)^6}]^{--} + \mathrm{H^2O^2} \rightleftharpoons \left[\mathrm{Ti}\begin{smallmatrix}\nearrow (\mathrm{OH})^5 \\ \searrow \mathrm{OOH}\end{smallmatrix}\right]^{--} + \mathrm{H^2O}.$$

L'apparition de la coloration jaune est pratiquement instantanée et paraît bien spécifique de la molécule de H^2O^2, car le réactif titanique semble indifférent aux agents oxydants qui ont des réactions communes avec l'eau oxygénée; le passage d'un courant d'oxygène pendant plusieurs heures est sans effet. L'absorption du composé jaune pertitanique s'étend sur une large bande entre 4500 et 3500 Å, c'est-à-dire à cheval sur la fin du visible et le début de l'ultraviolet.

Le réactif titanique est préparé en dissolvant au mortier 10^g de sulfate de titane ([5]) dans 50^g d'eau distillée additionnée de 20^g de SO^4H^2 pur à 66°B. On laisse déposer pendant 24 heures le faible résidu insoluble, décante la solution claire surnageante et clarifie par centrifugation. En ajoutant 20^g de SO^4H^2 pur, on obtient finalement un réactif limpide renfermant environ 7 % de titane élément et 40 % d'acide sulfurique, en poids.

La solution d'eau oxygénée à titrer est additionnée, par centimètre cube, d'une goutte de réactif titanique; elle contient alors environ $3,5.10^{-3g}$ de



titane par cm^3 et 2 % de SO^4H^2. La concentration en acide sulfurique doit être voisine de cette valeur pour deux raisons : la coloration jaune atteint son intensité maximum pour $N \leq 1,5$ et le sulfate titanique commence à s'hydrolyser pour les pH supérieurs à 0,8, en donnant naissance à un fin précipité

([4]) M. T. Rumpff, *Thèse de Doctorat ès sciences*, Paris, 1937.

([5]) Prolabo; la composition centisémale correspond à peu près à SO^4Ti.

blanc d'hydroxyde de titane interdisant tout titrage colorimétrique précis ([6]). Avec l'acidité choisie ($\sim$ O, 5N), la solution reste parfaitement limpide, la coloration atteint immédiatement son intensité définitive et reste stable pendant plusieurs jours. Elle est suffisamment intense pour permettre de déceler avec notre photocolorimètre ([7]) en lumière bleue (écran Wratten 38) sous 1^{cm} d'épaisseur des quantités d'eau oxygénée de l'ordre de 10 g/cm³. La courbe d'étalonnage ci-dessus a été déterminée par deux observateurs différents, sur des solutions d'eau oxygénée titrées au MnO^4K $n/10$ (vérifié à l'acide oxalique). La courbe A, en accord avec la loi de Beer-Lambert, correspond aux concentrations en eau oxygénée produites par les rayons X, tandis que la courbe B, correspondant à tout le domaine exploré, s'applique aux concentrations plus élevées produites par les rayons α du Po et du radon. La plus petite quantité d'eau oxygénée décelable par cette méthode est de l'ordre de 10^{-7} g/cm³.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Dosage de la silice.*
Note de M. **Clément Duval**, présentée par M. Marcel Delépine.

La silice, sous forme de silicate alcalin, donne avec la plus grande facilité, en milieu acide, l'acide silicomolybdique jaune bien connu. Celui-ci est le réactif d'un grand nombre de bases B minérales et organiques avec lesquelles il donne des précipités jaunes plus ou moins insolubles, de formule générale



$$[Si(Mo^2O^7)^6]H^8.(B)^4.4H^2O,$$

dont les poids moléculaires sont considérables vis-à-vis de celui de la silice.

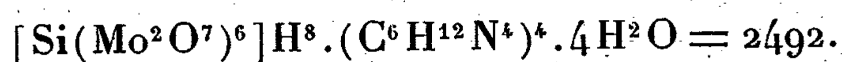
Nous avons retenu, jusqu'ici, les corps B suivants : hexaméthylène-tétramine, antipyrine, urée, pyridine, cobaltiamines. Cette Note contient le résumé des dosages gravimétriques que l'on peut effectuer avec le premier de ces corps.

Liqueur étalon de silice. — Du quartz pur est soumis à la fusion alcaline dans un creuset de nickel; la masse, reprise par l'acide chlorhydrique, donne une liqueur qui est dialysée à trois reprises. La silice résultante est calcinée à 800°; elle ne fournit aucun résidu après attaque dans le creuset de platine par l'acide fluorhydrique. C'est cette silice qui est pesée, attaquée par le mélange soude-carbonate de sodium pour constituer la liqueur étalon. Le titre de celle-ci est d'ailleurs contrôlé par la méthode gravimétrique usuelle après double insolubilisation.

Formation du précipité de silicomolybdate. — La prise d'essai ne doit pas contenir plus de 10^{mg} de silice. Un volume connu, par exemple 5^{cm^3}, est placé

([6]) G. Charlot, *Nouvelles méthodes d'analyse chimique,* Paris, 1942.
([7]) P. Bonet-Maury, *C. R. Soc. Biol.,* 135, 1941, p. 197.

dans un ballon de 100^{cm^3} en pyrex avec 4^{cm^3} d'une solution de molybdate d'ammonium à 20 %. De l'acide acétique cristallisable est ajouté progressivement jusqu'à ce que le pH de la liqueur s'établisse au voisinage de 3; le contrôle est effectué à l'aide d'une goutte d'indicateur universel. Le ballon est porté pendant 10 minutes au bain-marie de façon que sa température ne dépasse pas 65°. Après refroidissement, on verse 5^{cm^3} d'une solution aqueuse d'hexaméthylène-tétramine à 1000^g par litre et maintient le ballon pendant un quart d'heure dans la glacière. Le précipité a pour formule



$$[Si(Mo^2O^7)^6]H^8.(C^6H^{12}N^4)^4.4H^2O = 2492.$$

Il ne grimpe pas après les filtres et n'adhère pas aux parois des vases.

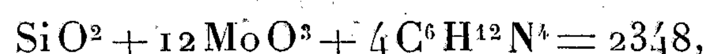
Première méthode gravimétrique. — Le précipité, recueilli sur un filtre sans cendre, est lavé avec 1^{cm^3} de solution précipitante diluée de moitié, avec 1^{cm^3} d'acétone (ou 1^{cm^3} d'acide acétique cristallisable), puis avec 1^{cm^3} d'alcool absolu. La calcination se fait après séchage partiel à l'étuve maintenue à 100°. Pendant l'inflammation du papier, il se dégage une odeur écœurante. Le creuset de porcelaine taré où se fait l'opération doit être maintenu ouvert et sans dépasser la température de 650°, sinon on observe des pertes par sublimation. Le résidu en paillettes, jaunes à chaud, blanches à froid, peu hygroscopiques, répond rigoureusement à la composition $SiO^2 + 12MoO^3 = 1788$. Facteur F pour $SiO^2 = 0{,}0335$; $\log F = \bar{2}{,}52504$.

L'erreur relative atteint couramment 1/200, sauf si l'on descend à une prise de départ de 1^{mg} de silice, ce qui correspond à peu près à 30^{mg} de précipité, et si l'on opère avec une balance ordinaire sensible au 1/10 de milligramme. La durée de l'opération est 2 heures 20 minutes. On élimine les cations susceptibles de précipiter avec l'hexaméthylène-tétramine. La méthode a été appliquée jusqu'ici au dosage des verres, de silicates (willémite etc.), d'alliages métalliques et de cendres végétales.

Deuxième méthode gravimétrique. — Pour les quantités de silice comprises entre 1/10 de milligramme et 2 milligrammes, la méthode microchimique s'impose et s'avère avantageuse. La technique utilisée n'offre rien de nouveau; les détails opératoires sont consignés dans la monographie de F. Hecht et J. Donau (*Anorganische Mikrogewichts-Analyse,* Vienne, 1940). Le développement de la coloration jaune, la précipitation, l'essorage par décantation, le lavage et la calcination s'effectuent alors dans un creuset de porcelaine muni de la baguette filtrante d'Emich de même substance.

Troisième méthode gravimétrique. — Le précipité jaune de silicomolybdate d'hexaméthylène-tétramine est recueilli sur un creuset de Gooch ou un creuset filtrant de verre de porosité 3 séché préalablement à 100°. On peut aussi former le précipité dans un becher de 10^{cm^3} pesé préalablement avec sa baguette filtrante de verre. Après essorage, lavage avec l'alcool et l'éther, le précipité est séché à 80°; il perd 5,77 % de son poids en un quart d'heure, ce qui corres-

pond exactement à $8H^2O$. Il reste donc l'ensemble



$$SiO^2 + 12MoO^3 + 4C^6H^{12}N^4 = 2348,$$

dont on détermine le poids. Facteur F pour $SiO^2 = 0,0255$; $\log F = 2,40654$. Cette méthode est rapide; elle demande moins d'une heure, mais je n'ai jamais pu, avec elle, dépasser la précision de 1/40.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'union labile de l'oxygène au carbone. Influence des substituants en α; cas du méthyle.* Note (¹) de M. **Charles Dufraisse**, Mlle **Marie-Thérèse Mellier** et M. **Georges Ragu**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les phényles en 1 et 4 n'ayant qu'une influence négligeable sur les mouvements de l'oxygène à l'égard de la structure mésodiphénylanthracénique (²), on devait penser qu'il en serait de même *a fortiori* pour des substituants incapables de participer directement à une mésomérie, comme les méthyles. Il a été pourtant observé des particularités qui, contrairement à notre attente, empêchent de considérer le méthyle comme un groupement inerte vis-à-vis de la photooxydation et de son inverse la dissociation. Notre étude concerne les mésodiphénylanthracènes méthylé en 1 ($C^{27}H^{20}$) et diméthylé en 1.4 ($C^{28}H^{22}$).

Ces deux corps se photooxydent rapidement, mais le processus n'est pas simple, car ils se résinifient vite en solution à la lumière; ils se rapprochent en cela des corps méthoxylés, étudiés précédemment. Malgré les précautions, les rendements en photooxyde sont restés médiocres (25 à 50%). Les dissociations sont irrégulières; elles se font à une température un peu abaissé (170°) et elles ne donnent pas de rendements élevés en oxygène (environ 60 %). De plus, dans le cas du photooxyde diméthylé, contrairement à ce qui a lieu d'ordinaire, le gaz est souillé de produits de combustion (2 à 10 %). Les méthyles brouillent donc la photooxydation et la dissociation.

Une influence singulière des méthyles avait été déjà constatée avec surprise par de Barry-Barnett au cours de ses études sur ce qu'il appelait la *péricoordination*. Cet auteur avait examiné, lui aussi, l'influence du groupe méthyle en α sur la mobilité d'atomes en méso. Mais il s'agissait alors d'hydrogène et éventuellement d'halogène au lieu d'oxygène (³), ce qui rend une comparaison difficile entre ses essais et les nôtres; au demeurant les effets observés sont de sens inverse : stabilisation au lieu de sensibilisation. Il n'en reste pas moins

---

(¹) Séance du 27 décembre 1943.

(²) Ch. Dufraisse et E. Velluz, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 9, 1942, p. 185.

(³) E. de Barry-Barnett et J. L. Wiltshire, *Ber. d. chem. Ges.*, 62, 1929, p. 3063; E. de Barry-Barnett et N. F. Goodway, *ibid.*, 63, 1930, p. 3048.

que le méthyle s'est montré actif dans l'un et l'autre cas, alors qu'ici et là on s'attendait à de l'inertie de sa part pour la même raison, c'est-à-dire, traduit en langage actuel, pour son incapacité à participer à une mésomérie voisine.

Néanmoins il est à se demander si les deux phénomènes sont indépendants, ou si, en dépit de leurs apparences opposées, ils ne tiendraient pas à une même cause, restant d'ailleurs à déterminer.

Pour s'en tenir au cas des photooxydes, on serait tenté d'attribuer l'influence des méthyles à une cause de nature stérique. Par leur encombrement spatial, les méthyles refouleraient les phényles en méso, ou les obligeraient à se maintenir en position croisée par rapport au plan du noyau anthracénique; ils perturberaient ainsi mécaniquement le système mésomère.

Une telle interprétation ne semble pas être d'un grand poids. D'une part en effet, quand il n'y a pas de substituants, l'hydrogène en α suffit à refouler un peu le mésophényle voisin, par empiètement sur l'espace revenant à son vis-à-vis en *ortho*, puisqu'on a montré que les aryles du triphénylméthyle ne pouvaient pas s'étaler sans chevauchement tous les trois à la fois dans un plan autour de leur carbone central ([4]); la même contrainte géométrique existe aussi, manifestement, pour les trois aryles inscrits autour de chacun des méso-carbones du mésodiphénylanthracène. Il y aurait ainsi déjà chez ce corps une déformation d'origine stérique, sans qu'il en résulte pour lui de perturbation pour la photooxydation. D'autre part, si l'on remplace l'hydrogène en α par un substituant bien plus encombrant, le phényle par exemple, on n'observe pas davantage d'action notable ([2]). L'effet stérique en α ne paraît donc pas avoir de répercussion profonde sur la photooxydation. L'influence marquée du méthyle doit alors avoir une autre origine; sans doute est-elle due à une action inductrice propre sur le système mésomère de l'anthracène.

Il se pourrait aussi, en outre, qu'une part des perturbations observées revienne à une action chimique directe du méthyle sur la fonction peroxydique.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques dérivés chlorés du tétrahydropyranne.* Note de M. **Raymond Paul**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons déjà décrit, il y a quelques années, plusieurs dérivés bromés du tétrahydropyranne ([1]). Certains de ces dérivés s'étant révélés d'un maniement difficile, nous avons essayé, par la suite, de les remplacer par les dérivés chlorés correspondants. La publication récente d'un travail ([2]) sur le même

---

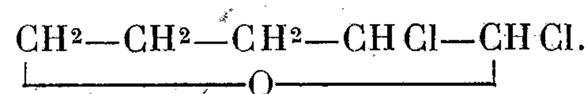
([4]) Seel, *Naturwiss.*, 31, 1943, p. 504; voir aussi W. Theilacker, *ibid.*, p. 505.

([1]) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 1, 1934, p. 1397.

([2]) *I. G. Farbenindustrie*, Br. fr. 886.293, du 11 octobre 1943.

sujet nous conduit à faire connaître maintenant les résultats que nous avions alors obtenus dans cette voie.

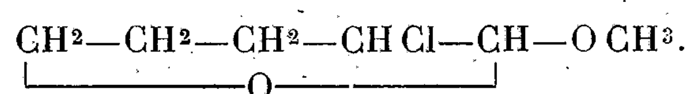
En solution dans l'éther anhydre ou, mieux, dans le tétrachlorure de carbone, et à —10°, le dihydropyranne (3) fixe très facilement une molécule de chlore pour donner le *dichloro*-2.3 *tétrahydropyranne*



A condition d'utiliser des réactifs absolument anhydres, on isole ce composé, avec un rendement de 88 %, sous forme d'un liquide incolore, peu mobile et bouillant à 89-90° sous 20^{mm} (D_{15}^{17} 1,322; N_D^{17} 1,49582). Ainsi que dans le dérivé bromé correspondant, l'halogène fixé en α par rapport à l'oxygène pontal est extrêmement mobile.

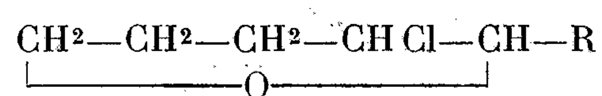
Distillé en effet, sous la pression normale, avec une molécule de diéthylaniline, ce dichlorure perd une molécule d'hydracide en donnant, avec un rendement de 91 %, l'*époxy*-1.5 *chloro*-2 *pentène*-1 ($Éb_{760mm}$ 141°; D_{15}^{16} 1,158; N_D^{16} 1,47573).

Avec le méthylate de sodium, en présence d'un excès de méthanol, et à 0°, il se forme avec un très bon rendement le *méthoxy*-2 *chloro*-3 *tétrahydropyranne*



C'est un liquide d'odeur menthée, bouillant à 78-79° sous 20^{mm} (D_{15}^{22} 1,149; N_D^{22} 1,45562) et jouissant de bonnes propriétés dissolvantes.

Mieux que le dibromure correspondant, le dichloro-2.3 tétrahydropyranne se prête à la synthèse des alcoyl- ou aryl-2 chloro-3 tétrahydropyrannes



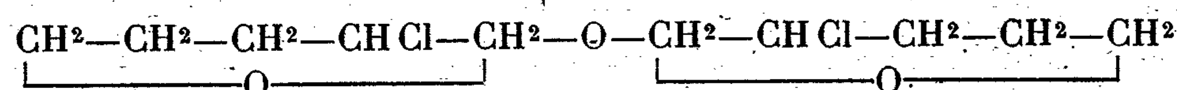
par condensation avec les organomagnésiens. La réaction est vive, mais facile à conduire. Avec le chlorure de N-butyl-magnésium, on a obtenu, sans difficulté, le *butyl*-2 *chloro*-3 *tétrahydropyranne* ($R = C^4H^9$) liquide, doué d'une odeur menthée, très agréable, et bouillant à 116° sous 17^{mm} (D_{15}^{15} 1,024; N_D^{15} 1,46619). Le *phényl*-2 *chloro*-3 *tétrahydropyranne* ($R = C^6H^5$), préparé de la même façon à partir du bromure de phényl-magnésium, avec un rendement de 70 %, forme de fines aiguilles, fusibles à 39°,5-40°,5 et distillant à 153-154° sous 16^{mm}. Dans ces deux derniers composés, ainsi que dans le méthoxy-chloro-tétrahydropyranne, l'halogène est très peu mobile et réagit d'une façon anormale avec les amines.

L'hydrolyse du dichloro-tétrahydropyranne conduit à des produits très différents, selon la manière dont elle est conduite.

---

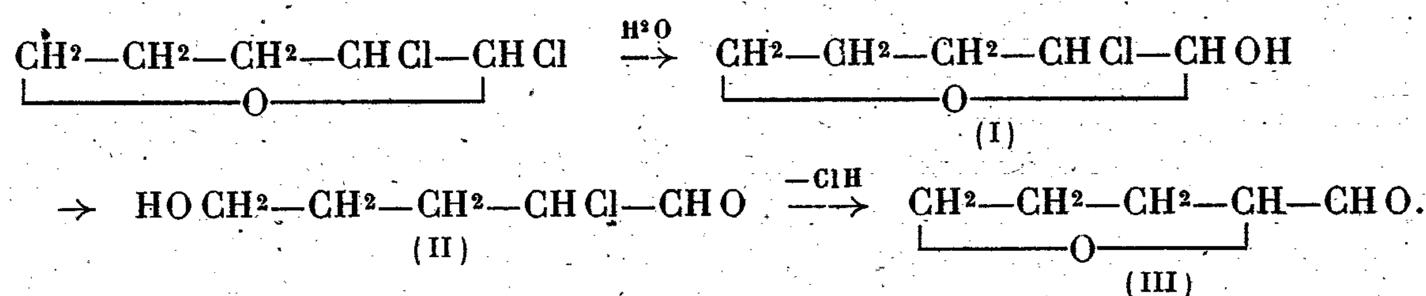
(3) R. PAUL, *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 53, 1933, p. 1489.

Si le dichlorure est laissé simplement au contact de l'eau, à la température ordinaire, la couche inférieure s'épaissit peu à peu; sans agiter, on renouvelle l'eau jusqu'à ce que celle-ci ne s'acidifie plus; la masse pâteuse qui s'est ainsi formée est abandonnée sur des plaques de porcelaine poreuse; il apparaît peu à peu des cristaux incolores qu'on fait recristalliser dans l'alcool absolu. On obtient alors de belles aiguilles, fusibles à 108°, dont la teneur en chlore correspond à l'éther oxyde formulé ci-dessous



et dont il est facile d'interpréter la formation (¹).

Au contraire, si l'hydrolyse est faite à chaud ou en présence d'agent alcalin, la plus grande partie du dichlorure passe rapidement en solution, et cette solution présente tous les caractères des aldéhydes. En la traitant en effet par l'hydroxylamine, on peut en extraire, avec un rendement de 67 % (compté sur le dihydropyranne initial), une oxime bouillant à 118-119° sous 17^{mm}. Ses constantes (D_{15}^{21} 1,127; N_D^{21} 1,48014) et sa teneur en azote (N % 12,37) nous font présumer qu'il s'agit de l'oxime du tétrahydrofurfural [formule (III)] qui se serait formé d'après le schéma



Nous n'avons pu limiter l'hydrolyse à la formation de l'hydroxy-2 chloro-3 tétrahydropyranne [formule (I)]. Ce dernier composé a pu être obtenu cependant, mais avec un mauvais rendement, par action du dihydropyranne, à 0°, sur une solution faiblement acétique de mono-chloro-urée. C'est un liquide incolore, possédant une odeur fruitée et bouillant à 123-125° sous 19^{mm} (D_{15}^{18} 1,265; N_D^{18} 1,48558). Il est peu stable et, en solution aqueuse, contrairement au dérivé bromé correspondant, semble réagir très facilement sous sa forme aldéhydique [formule (II)].

Par ébullition avec le méthanol à 1 % de gaz chlorhydrique, il se transforme en méthoxy-2 chloro-3 tétrahydropyranne, décrit précédemment.

GÉNÉTIQUE. — Nicotiana *polyploïdes : espèces tétraploïdes et hybrides interspécifiques amphidiploïdes obtenus par l'action de la colchicine.* Note de Mlle **Aline Dusseau**, MM. **Alexandre Fardy** et **Henri Hitier**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Il a été jusqu'ici obtenu à l'Institut des Tabacs de Bergerac 16 espèces tétraploïdes de *Nicotiana*, dont 8 inédites et 7 hybrides interspécifiques amphi-

diploïdes dont 3 originaux. Nous avons, par l'action de la colchicine, rendu tétraploïdes les espèces suivantes :

I. *Nicotiana Tabacum* L ($n = 24$), variétés industrielles Cajarc, *P11*, Kentucky et Cabot et hybrides intervariétaux Cajarc × Cabot, Kentucky × Njkerk et Cajarc × *P11*. La tétraploïdie chez *N. Tabacum* a été déjà provoquée par Kostoff (1938), Noguti, Okuma et Oka (1939) et H. Smith (1939) également par action de la colchicine; II. *N. rustica* L. ($n = 24$) variétés *undulata*, *brasilia*, *Makhorka* et Zlag, ces deux dernières étant des variétés industrielles utilisées généralement pour l'extraction de la nicotine. *N. rustica* a été déjà signalée tétraploïde par Kostoff (1938) et H. Smith (1939) (colchicine). III. *N. acuminata* Grah. ($n = 12$); IV. *N. Bigelovii* Wats. ($n = 24$) non encore signalées comme tétraploïdes; V. *N. glauca* Grah ($n = 12$), signalée par Kostoff (1938) et Smith (1939) (colchicine); VI. *N. glutinosa* L. ($n = 12$), non encore signalée tétraploïde; VII. *N. longiflora* Cav. ($n = 10$) signalée par Kostoff (1938) (acénaphtène); VIII. *N. plombaginifolia* Viv. ($n = 10$) espèce très voisine de la précédente; IX. *N. paniculata* L. ($n = 12$); X. *N. nudicaulis* Wats. ($n = 24$); XI. *N. quadrivalvis* Pursh. ($n = 24$); XII. *N. repanda* Lehm ($n = 24$); XIII. *N. sylvestris* Speg. et Comes ($n = 12$), non encore signalées tétraploïdes; XIV. *N. trigonophylla* Dun. ($n = 12$) signalée par Kostoff (1940) (colchicine); XV. *N. suaveolens* Lehm ($n = 16$) signalée par Kostoff (1938) (colchicine); XVI, *N. Sanderæ* Hort. ($n = 9$) signalée par Kostoff (1938) et Warmke et Blakeslee (1939) (colchicine).

Nous avons noté chez tous les tétraploïdes une sérieuse diminution de la fertilité par rapport à celle des pieds témoins; et chez certaines espèces (*N. glutinosa*, *suaveolens*, *acuminata*, *paniculata* et *glauca*) des modifications d'ordre physiologique qui se traduisent par la variation de l'époque de la floraison et de la nouaison des capsules. Il semble que la tétraploïdie augmente les exigences photopériodiques.

D'autre part, si nous avons déjà signalé avoir obtenu et étudié trois hybrides amphidiploïdes de *Nicotiana* : *Nicotiana rustica* L. × *N. paniculata* L., *N. Tabacum* L. × *N. sylvestris* Speg. et Comes et *N. suaveolens* Lemh × *N. glutinosa* L. (original), quatre nouvelles formes amphidiploïdes ont été obtenues cette année à partir d'hybrides interspécifiques totalement stériles : *Nicotiana glutinosa* L. × *N. sylvestris*, *N. Tabacum* L. × *N. glutinosa* L., *N. suaveolens* Lehm × *N. quadrivalvis* Pursh et *N. quadrivalvis* Pursh × *N. Tabacum* L.

L'amphidiploïde *N. glutinosa* × *N. sylvestris* a été obtenu déjà par Greenleaf (1937) sous l'action de l'hétéro-auxine, puis par Warmke et Blakeslee (1939) sous l'action de la colchicine, ces auteurs n'ayant fait que le signaler. Ses feuilles sont arrondies à sommet courtement pointu, ce qui fait ressortir la dominance de *glutinosa;* ses fleurs sont grandes à pigmentation rose orangé intense. La méiose se déroule très régulièrement : en M_I il se forme une plaque avec 24_{II}, soit 12_{II} d'origine *glutinosa* + 12_{II} d'origine *sylvestris;* dans de rares

cas (1 à 2 %), on trouve $22_{II} + 1_{III} + 1_{I}$; les M_{II} sont du type 24 + 24, exceptionnellement 25 + 23; la proportion de bon pollen est très élevée, 80-90 %. Hautement fertile, cet hybride donne des capsules contenant 700 à 900 graines bien conformées, celles des parents *glutinosa* (2*n*) et *sylvestris* (2*n*) en contenant respectivement 1000-1200 et 2000-2500.

L'amphidiploïde de *N. Tabacum* × *N. glutinosa* s'est formé spontanément et a été trouvé par Goodspeed et Clausen (1928), qui l'ont décrit sous le nom d'une nouvelle espèce *N. digluta* (*glutinosa* × *tabacum*); puis il a été obtenu expérimentalement sous l'action de la colchicine par Blakeslee, Avery, Bergner, etc. (1938) et Warmke et Blakeslee (1939). Il forme 90 % de bon pollen et des capsules contenant un nombre variable de bonnes graines : 200 à 700.

De l'hybride *N. suaveolens* × *N. quadrivalvis* traité à la colchicine dans les mêmes conditions que les autres, un seul pied a réagi, présentant à la fois des branches normales stériles et des branches amphidiploïdes fertiles. Celles-ci forment 90 à 95 % de bon pollen et donnent des capsules ovoïdes légèrement aplaties contenant 60 à 80 bonnes graines dont la taille est variable. Cet hybride amphidiploïde n'a pas à notre connaissance été signalé par d'autres auteurs, cependant les espèces voisines *N. multivalvis* ($n = 24$) et *N. Bigelovii* ($n = 24$) ont donné respectivement à Kostoff (1937) l'amphidiploïde *multivalvis* × *suaveolens* sous l'action de hautes températures, et à Goodspeed (1934) l'amphidiploïde *suaveolens* × *Bigelovii* décrit sous le nom de *N. disualovii*.

Notre croisement *N. quadrivalvis* Pursh × *N. Tabacum* L. var. *purpurea* n'a pas encore, à notre connaissance, été signalé. L'amphidiploïdie a été provoquée chez quatre pieds. De floraison très tardive, ces pieds ont dû être mis en pots afin de permettre la maturation des capsules formées en fin de saison; les fleurs forment 90 à 95 % de bon pollen.

En résumé, l'amphidiploïdie, tout en maintenant l'ensemble des caractères phénotypiques de l'hybride stérile, rend cependant celui-ci moins florifère et accentue certains caractères végétatifs (texture, pubescence, couleur des feuilles) et floraux (taille, pigmentation des diverses parties florales). Au point de vue caryologique, elle permet l'accouplement autosyndétique des chromosomes des génômes parentaux et détermine un comportement méiotique régulier et stable, résultat d'autant plus marqué que : 1° le nombre de chromosomes des parents est plus faible; 2° les génômes parentaux sont plus dissemblables entre eux.

BACTÉRIOLOGIE. — *Recherches sur la substance toxique soluble de* Clostridium sporogenes. Note de MM. **André-Romain Prévot** et **Marcel Raynaud**, présentée par M. Louis Martin.

Dès la découverte de *Clostridium sporogenes* par Metchnikoff en 1908, la substance soluble toxique élaborée par cet anaérobie a fait l'objet de recherches

contradictoires. A. Berthelot (1909) (¹) a réussi à la précipiter des filtrats de culture par 10 volumes d'alcool et l'a également retrouvée dans le résidu d'évaporation des filtrats à 100°; il pense que la portion soluble dans l'alcool est une ptomaïne. Au contraire, Barger et Dale (1915) (²), constatant qu'elle résiste à une courte ébullition, mais est détruite par une ébullition prolongée, pensent qu'il s'agit de sels ammoniacaux toxiques. Enfin Weinberg et Séguin (1916 et 1917) (³) pensent qu'il s'agit d'une toxine, et ont ainsi préparé sur cheval un sérum antitoxique.

Le problème n'est pas facile à résoudre pour la raison suivante : le pouvoir pathogène de *Cl. sporogenes* est inconstant et les souches pathogènes à l'origine perdent rapidement leur propriété d'élaborer la substance toxique soluble en question. Ainsi, en 1925, Weinberg et Prévot (⁴) ont isolé d'un cas d'appendicite gangréneuse aiguë une souche très pathogène pour le Cobaye qui produisait en abondance la substance toxique. L'étude de cette substance avait été entreprise par l'un de nous et avait déjà fourni des indications précieuses (thermo-stabilité, absence de pouvoir antigénique, absence de neutralisation par le sérum anti-*sporogenes*, impossibilité de précipitation par le sulfate d'ammonium) quand la perte complète du pouvoir pathogène survint et empêcha de poursuivre ces recherches.

Depuis cette époque 12 autres souches de *Cl. sporogenes* furent isolées dans notre laboratoire dont aucune n'était suffisamment pathogène pour reprendre ces études. Cependant il y a quelques mois, notre collaboratrice M. Gerster a pu isoler une souche toxigène d'un cas de gangrène du gros orteil, grâce à laquelle nous avons pu constater les faits suivants :

1° La substance toxique soluble n'apparaît pas en bouillon VF glucosé à 2 %₀, ou tout au moins n'est pas décelable. Au contraire, elle apparaît régulièrement en bouillon VF non glucosé, ou mieux en bouillon VF additionné de petits fragments de cervelle et en bouillon VF + bouillon de placenta (⁵);

2° La dose minima mortelle moyenne du filtrat de culture toxique est pour la Souris blanche par voie intraveineuse de $0^{cm^3},035$ par gramme de poids du corps, soit $0^{cm^3},7$ pour la souris de 20^g;

3° Cette substance est relativement stable à température ordinaire et très stable à la glacière; elle est thermostable (résiste 10 minutes au bain-marie à 100°);

4° Elle traverse les membranes de cellophane qui ne laissent pas passer la sérumalbumine;

(¹) *Ann. Inst. Pasteur*, 23, 1909, p. 85.

(²) *Brit. Med. Journ.*, 1915, p. 808.

(³) *C. R. Soc. Biol.*, 79, 1916, p. 1136; *Comptes rendus*, 165, 1917, p. 199.

(⁴) *C. R. Soc. Biol.*, 93, 1925, p. 106.

(⁵) PRÉVOT, TAFFANEL et RAYNAUD, *Ass. Microbiol. Langue Franç.*, séance du 1ᵉʳ juillet 1943.

5° Elle n'est pas précipitée par $SO^4(NH^4)^2$ à saturation;

6° Elle n'est pas neutralisée par le sérum anti-*sporogenes* anti-protéolytique, même à forte dose, ni par le sérum agglutinant cette espèce, qui ne la précipite pas.

La substance toxique soluble de *Cl. sporogenes* ne présente donc aucun des caractères des toxines bactériennes. N'étant pas une toxine, sa nature chimique va faire l'objet de recherches ultérieures.

La séance est levée à 16h.

L. B.

ERRATA.

(Séance du 27 décembre 1943.)

Note de M. *Paul Pascal*, Sur les anomalies magnétiques des dérivés halogénés organiques :

Page 658, ligne 22, les indications (*calculé*) et (*moyenne*) s'appliquent au seul nombre de la colonne placé immédiatement au-dessous.

Page 659, ligne 12, *au lieu de* valences, *lire* valeurs.

Note de M. *Daniel Reulos* et Mlle *Suzanne Le Tellier*, Obtention des thréo- et érythro-diphényl-1.2 chloro-2 éthanol par estérification chlorhydrique indirecte de l'hydrobenzoïne et de l'isohydrobenzoïne :

Page 698, ligne 3 à partir du bas, *au lieu de* F 171°, *lire* F 131°.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 24 JANVIER 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** fait connaître à l'Académie que l'*Annuaire pour* 1944 est paru et est mis en distribution au cours de la présente séance.

Notice sur la vie et l'œuvre de M. David Hilbert, par M. **Gaston Julia**.

Après avoir perdu Émile Picard, notre Académie a perdu **David Hilbert**, Correspondant pour la Section de Géométrie depuis 1911. En ces deux savants de premier ordre, l'opinion universelle reconnaissait les deux maîtres de la Mathématique contemporaine, et l'Institut Mittag-Leffler, de Stockholm, exprimait ce jugement en leur décernant simultanément, en 1937, sa grande médaille d'or.

Esprit mathématique et philosophique d'une ampleur et d'une pénétration exceptionnelles, David Hilbert laisse une œuvre considérable dont on n'a pas fini d'exploiter les prolongements. Sans nous attarder à des productions épisodiques, quoique aujourd'hui classiques, comme sa démonstration si simple de la transcendance de e et de π, comme les exemples géométriques de courbes péaniennes qu'il a donnés, nous citerons seulement quelques-unes de ses productions maîtresses.

Un résultat fondamental longtemps cherché sur l'existence et la construction, pour une forme d'un degré et d'un nombre de variables quelconques, d'un système complet d'invariants indépendants, en nombre fini, dont tous les autres invariants sont des fonctions rationnelles; une théorie des corps de nombres algébriques, base actuelle de la théorie des nombres, et dont une grande partie est œuvre originale; la première démonstration donnée du célèbre théorème de Waring sur la représentation des nombres entiers par des sommes de puissances $n^{\text{ièmes}}$ d'entiers, démonstration dont le principe est une introduction des variables continues en Arithmétique, aussi hardie que celle imaginée par Hermite pour la réduction des formes binaires; tels sont les principaux titres d'Hilbert en Algèbre et en Arithmétique.

En Analyse, outre l'étude des *problèmes réguliers*, il apporte les *méthodes directes* du calcul des variations; dans le même esprit, il donne la première démonstration rigoureuse du principe de Dirichlet, échappant à la critique de Weierstrass, et il en fait des applications importantes à la représentation conforme et à la théorie des fonctions; enfin sa théorie originale des équations intégrales linéaires introduit nombre d'idées et de méthodes nouvelles, notamment les formes à une infinité de variables, dont l'étude et le développement ont conduit à la conception de l'espace hilbertien, aujourd'hui utilisé couramment en Analyse, pour la théorie des équations différentielles ou aux dérivées partielles, en Géométrie, et surtout en Physique mathématique, par le développement des théories quantiques.

L'œuvre mathématique d'Hilbert, aussi vaste qu'elle apparaisse par les quelques indications précédentes, se double d'une œuvre physique et philosophique non moins importante. Parti d'une étude approfondie des principes de la Géométrie, il est conduit successivement à une étude analogue des principes de la Mécanique, classique ou quantique, et de la Physique; dans chacun de ces domaines, il donne aux principes une forme axiomatique rigoureuse, toutes ces formes se ramenant finalement à une construction axiomatique de l'Arithmétique, pour laquelle se pose un dernier et décisif problème, celui de la compatibilité des axiomes. C'est pour résoudre ce problème qu'il construit son calcul des propositions logiques, sa théorie de la démonstration, sa métamathématique, qui, malgré les critiques qu'on a pu leur adresser, sont des œuvres d'une admirable puissance.

Né à Kœnigsberg, le 23 janvier 1862, d'une famille de juristes et de médecins, dozent en 1886 à l'Université de la ville, il y reçoit en 1892 une chaire, et en 1895 il est appelé à l'Université de Göttingen, qu'il ne devait plus quitter. En digne successeur des Gauss et des Riemann, il avait fait de Göttingen un des centres les plus élevés de la pensée mathématique; son extraordinaire personnalité, l'accueil bienveillant qu'il ne cessa de réserver aux jeunes, avaient groupé autour de lui des mathématiciens de tous pays. C'est à Göttingen, dans le cadre de sa maison et de son jardin bien-aimés, qu'il est mort doucement, le 14 février dernier, entouré du respect et de l'admiration de tous.

Notice nécrologique sur Clodomir-Antony-Vincent Houard, par M. Auguste Chevalier.

Le 10 août 1943 est mort, dans sa soixante-dixième année, à Coulanges-sur-Yonne (Yonne), M. Clodomir Houard. Il était né le 22 janvier 1873, à Sainte-Colombe-sur-Loing (Yonne) et il avait été élu Correspondant de notre Compagnie dans la Section de Botanique le 1er mars 1937.

Élève de A. Giard et de Gaston Bonnier, il a consacré sa vie à l'étude des rapports qui existent entre les plantes et leurs parasites du règne animal, le

plus souvent larves d'insectes ou d'acariens qui provoquent sur le végétal la formation de galles ou zoocécidies. Reçu licencié ès sciences naturelles en 1895, il entra en qualité de préparateur au Laboratoire du P. C. N. de la Faculté des Sciences de Paris. Deux maîtres de la Biologie, Giard, de la Sorbonne, dont il suivit les excursions au Laboratoire de Wimereux, et L.-E. Bouvier, professeur d'Entomologie au Muséum, encouragèrent ses premières recherches sur les galles.

Avant de soutenir sa thèse, il avait publié en 1901 avec Darboux un Catalogue systématique des galles d'Europe, ouvrage qu'il reprit seul, sa thèse passée, pour le compléter et l'illustrer. L'ouvrage parut en 1908 et 1909 en deux volumes, *Zoocécidies des plantes d'Europe et du Bassin de la Méditerranée*.

En 1903, il publiait ses premiers travaux originaux sur la morphologie et sur la nutrition des tissus dans les galles de tiges. A partir de ce moment et sans discontinuer, il publia une foule de Mémoires sur les zoocécidies de la plupart des régions du Globe qui lui valurent divers prix de l'Académie des Sciences : le Prix de La Fons Mélicocq en 1907, le Prix de Coincy en 1919, le Prix Savigny en 1924, enfin le Grand Prix des Sciences physiques en 1933. Sa carrière universitaire n'est pas moins brillante : en 1911 il est nommé maître de conférences à la Faculté des Sciences de Caen, puis professeur de Botanique à cette même Université en 1916. Le 1er octobre 1919, il remplaçait C. Flahault comme professeur de Botanique à la Faculté des Sciences de Strasbourg et il devenait Directeur de l'Institut botanique et du Jardin des Plantes de cette importante cité, qu'il ne quittait que lorsque les tristes événements que l'on connaît l'obligèrent à s'éloigner. Il était mis à la retraite le 1er octobre 1943.

C. Houard est resté toute sa vie exclusivement un cécidologue. L'œuvre qu'il a accomplie dans ce domaine est considérable. Après avoir étudié plus spécialement les galles de l'Europe et particulièrement de la France, il étendit ses recherches à l'Afrique du Nord, puis à l'Afrique occidentale et équatoriale, enfin à l'Asie et à l'Amérique. Il correspondait avec les botanistes et agronomes d'une foule de pays, et spécialement de nos colonies. Il put, grâce à ces relations, rassembler une collection cécidologique des plus importantes, qu'il a donnée au Muséum national d'Histoire naturelle. Travailleur infatigable, Houard a consacré aux cécidies du Globe sept énormes volumes. Le dernier est relatif aux galles des chênes en Amérique du Nord. Le tome VIII de sa publication, qui devait être consacré aux galles des plantes d'Amérique autres que les chênes, ne pourra malheureusement paraître, ses manuscrits ayant disparu lors des malheureux événements de 1940. Ouvrages consciencieux, les publications de Houard lui survivent. Tous ceux qui s'intéressent à la Cécidologie doivent y recourir.

GÉODÉSIE. — *Rapports nationaux sur les travaux géodésiques de* 1936 *à* 1939.

M. **Georges Perrier**, comme Secrétaire de l'Association internationale de Géodésie, présente à l'Académie les deux fascicules du tome 15 des *Travaux de l'Association* publiés par ses soins.

Ces deux fascicules contiennent les *Rapports nationaux* sur les travaux exécutés dans les différents pays adhérents à l'Association, établis à l'occasion de la septième Assemblée générale de Washington (3-15 septembre 1939).

Ces Rapports embrassent la période comprise entre les Assemblées générales d'Édimbourg (14-25 septembre 1936) et de Washington (3-15 septembre 1939).

Les différents fascicules des *Travaux de l'Association internationale de Géodésie*, dont le premier a été publié à l'occasion de la première Assemblée générale de Rome en 1922, constituent ainsi actuellement une collection de 15 gros volumes, dont certains sont consacrés aux *Rapports nationaux* et les autres à des *Rapports généraux* sur les différentes questions géodésiques à l'ordre du jour.

L'Assemblée générale de Washington s'est tenue dans des circonstances très particulières. La guerre a éclaté le jour même où devait s'assembler pour la première fois le Comité exécutif de l'Association internationale de Géodésie. Il en est résulté que les Délégués de certains pays belligérants, comme la France, la Grande-Bretagne etc., ont dû repartir immédiatement sans assister à l'Assemblée qui, cependant, a été très brillante et a obtenu un plein succès.

Comme il est d'usage à l'occasion de chaque Assemblée générale de l'Association, les Services géodésiques des États contractants avaient reçu par circulaire les instructions nécessaires pour la rédaction des *Rapports nationaux*.

Il est facile de s'imaginer quelles ont été, pendant la longue période de tension politique qui a précédé l'ouverture des hostilités, tout comme ensuite pendant celles-ci, les difficultés éprouvées pour faire parvenir au siège de l'Association à Paris les *Rapports nationaux* demandés. Certains ne sont même jamais parvenus.

Nous devons évidemment regretter que les circonstances nous aient privés de publier les Rapports rendant compte des travaux exécutés dans les pays suivants, pays qui avaient souvent fourni des Rapports documentés très intéressants : Bohême-Moravie, Brésil, Bulgarie, Chili, Espagne, Finlande, Grèce, Norvège, Roumanie.

Le Rapport de l'Italie et celui du Portugal ne sont pas parvenus à un nombre suffisant d'exemplaires pour être insérés dans les 1200 exemplaires prévus du fascicule 2 du tome 15.

Voici les pays dont les Rapports (au total au nombre de 28) ont été reçus et publiés :

Fascicule 1. — Allemagne, Belgique et Congo Belge, Canada, Danemark, Égypte (2 Rapports), France (2 Rapports), Madagascar, Indes Britanniques,

Indochine Française, Indes Néerlandaises, Pologne, Suisse, Thaïland (Siam), Yougoslavie.

Fascicule 2. — Argentine, Colombie, États-Unis, France, Grande-Bretagne, Hongrie, Italie, Japon, Mexique, Norvège, Pays-Bas, Union Sud-Africaine.

Comme toujours, l'ordre adopté pour les Rapports est l'ordre alphabétique des noms des pays correspondants, en langue française.

Il nous est impossible de donner ici, même sommairement, une idée de tous ces Rapports et d'insister sur ceux qui présentent un intérêt particulier. Ce serait vouloir faire l'histoire des opérations géodésiques exécutées dans le monde entier pendant trois ans et des résultats remarquables de la collaboration internationale sur le terrain scientifique de la Géodésie durant cette période.

Nous espérons que, quelles que soient les pénibles circonstances actuelles, d'où sont résultées quelques lacunes dans la documentation des Rapports généraux, l'intérêt des deux fascicules du tome 15 consacrés à ces Rapports, établis à l'occasion de la septième Assemblée générale de Washington, n'en est pas diminué.

Le tome 16 des Travaux de l'Association de Géodésie, comprenant les *Rapports généraux* présentés à Washington sur les Bases, les Triangulations, les Déviations de la Verticale, l'Intensité relative de la pesanteur sur terre et sur mer, les Marées de l'Écorce terrestre etc., est dès à présent imprimé et paraîtra incessamment.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Réalisation d'une aphakie virtuelle de l'œil normal permettant, dans le cas d'opération unilatérale de la cataracte, le rétablissement de la vision binoculaire.* Note de M. **Louis Lumière**.

L'opération de la cataracte, qui consiste dans l'ablation du cristallin opacifié, conduit à compenser par une lentille sphérocylindrique de 11 à 13D la puissance réfringente perdue par suite de cette opération, un élément cylindrique négatif étant nécessité par l'astigmatisme inévitable provoqué par la fente horizontale pratiquée dans la cornée pour permettre l'extraction de l'élément opacifié. Cette correction astigmatique varie suivant les cas et peut atteindre 5 à 6D.

Or la lentille convergente placée en avant de l'œil pour effectuer la compensation provoque une élongation focale due au déplacement vers l'avant du point nodal d'émergence du système total, et cette élongation a pour effet d'augmenter les dimensions de l'image formée sur la rétine. Il en résulte que, si l'un seul des deux yeux a nécessité l'opération, la différence dans les dimensions des images perçues par les deux yeux rend impossible l'accommodation et il est d'usage courant d'éviter les conséquences de cet état de choses en plaçant devant l'œil non opéré un verre dépoli qui rend ainsi le patient borgne et le prive de la vision stéréoscopique.

Cette solution quelque peu barbare du problème n'a pas laissé de préoccuper les physiciens-ophtalmologistes, et notre Confrère M. de Gramont, particulièrement, s'est attaché à l'étude générale de la correction des amétropies et a précisé, dans une Note publiée par la *Revue d'Optique* en 1942, un mode de calcul applicable à tous les cas, après détermination, à l'aide de son ingénieux logomètre, de la valeur exacte des différences dans la dimension des images rétiniennes. Il propose *in fine* un dispositif applicable au cas de cataracte unilatérale et permettant de ramener en arrière le point nodal d'émergence à une position voisine de celle qu'il occupe dans l'œil emmétrope. Ce dispositif, qui utilise une lentille afocale assez épaisse, paraissant augmenter de façon gênante le poids des lunettes qui la portent, il propose de remplacer cette lentille afocale par un ensemble de deux éléments, corrigeant en même temps les aberrations sphérique et chromatique.

Ayant subi moi-même, récemment, l'ablation du cristallin de mon œil gauche, opération très habilement effectuée par M. le Dr Paufique, ophtalmologiste lyonnais dont la réputation a, depuis longtemps, franchi nos frontières, j'ai cherché, n'ayant pas eu alors connaissance des travaux de M. de Gramont, travaux dont la lecture m'avait échappé, une solution du problème évitant le fâcheux emploi d'un verre dépoli, et je suis arrivé à une solution différente de celle qu'il propose. Cette solution consiste à égaliser l'état dioptrique des deux yeux en provoquant une aphakie virtuelle de l'œil non opéré à l'aide d'une lentille biconcave de -16D, qui correspond, au signe près, à la puissance réfringente du cristallin, qui est de $+16$D d'après les mesures de Tscherning. Les deux yeux étant ainsi amenés à des états équivalents, il ne reste plus qu'à les munir de lentilles convergentes sphérocylindriques afin de corriger à la fois l'aphakie et les amétropies créées par l'opération ou préexistantes.

Le dispositif placé devant l'œil non opéré peut être constitué par un ensemble de deux tubes coulissant l'un dans l'autre de façon à permettre un réglage précis de l'isoéiconie, par suite du déplacement qu'il permet du point nodal suivant l'axe optique.

J'ai pu, avec des moyens de fortune employant les éléments hétéroclytes dont je disposais, établir des lunettes qui montrent bien l'efficacité du principe et permettent de rétablir correctement la vision stéréoscopique, mais avec cet inconvénient (qui est peut-être un avantage) de percevoir l'image légèrement agrandie des objets [cet agrandissement peut varier, suivant les mensurations de M. de Gramont, dans le rapport de (1,1 à 1,3)/1], et il est accompagné, naturellement, d'un accroissement correspondant du relief résultant de l'élongation focale.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° André Rochon-Duvigneaud. *Les yeux et la vision des Vertébrés* (présenté par M. J. Jolly).

2° Paul Baud. *Traité de Chimie industrielle*. Tomes I et II (présenté par M. L. Guillet).

MÉCANIQUE. — *Sur un problème de diffraction d'ondes électromagnétiques à la surface de séparation de deux milieux.* Note de M. **Louis Robin**, présentée par M. Henri Villat.

M. Delsarte a traité le problème de la diffraction à la surface de séparation de deux milieux, la surface diffractante étant un plan indéfini, les solutions n'étant pas astreintes à être des fonctions sinusoïdales du temps et les deux milieux étant supposés non conducteurs ([1]). Il a considéré successivement le cas de l'équation scalaire de propagation des ondes sphériques et celui du système des équations de Maxwell.

La présente Note est relative au même problème dans le cas de l'équation scalaire de propagation, les deux milieux étant supposés conducteurs.

Cette équation de propagation peut alors s'écrire

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}-\frac{1}{V^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}-\frac{2a}{V}\frac{\partial u}{\partial t}=0,$$

V et a ayant des expressions connues, fonctions de la constante diélectrique du milieu considéré, de sa perméabilité magnétique et de sa conductibilité électrique.

Soit $\gamma(y, z, t)$ la valeur de la fonction inconnue u dans le plan diffractant, pris comme plan $x=0$. En résolvant le problème mixte, de type Dirichlet, à droite et à gauche de ce plan et en écrivant la continuité de la dérivée normale de la solution, pour $x=0$, on est conduit à une équation intégro-différentielle de la forme

$$\mathcal{D}_1[\gamma]+\mathcal{D}_2[\gamma]=\mathcal{A}(y, z, t).$$

Le second membre $\mathcal{A}(y, z, t)$ ne dépend que des données de Cauchy dans

---

([1]) Cf. *Comptes rendus*, 202, 1936, pp. 826 et 1026; *Ann. Sci. École Norm. Sup.*, 53, 1936, pp. 223 à 273.

tout l'espace. Chacun des opérateurs $\mathcal{D}_1$ et $\mathcal{D}_2$ a la forme

$$\mathcal{D}[\gamma[= \frac{1}{V}\gamma(y, z, t) + a\int_0^t \gamma(y, z, \tau)\,d\tau$$
$$- \frac{1}{2\pi V}\int_0^t d\tau \iiint_{\Gamma_{yz\tau}} \frac{e^{-aV(\tau-\theta)}}{(\tau-\theta)^2}\left(\frac{\partial^2\gamma}{\partial\eta^2}+\frac{\partial^2\gamma}{\partial\zeta^2}\right)d\eta\,d\zeta\,d\theta$$
$$- \frac{a^2}{4\pi}\iiint_{\Gamma_{yzt}} \frac{e^{-ar}}{r}\gamma(\eta, \zeta, \tau)\,d\eta\,d\zeta\,d\tau$$
$$- \frac{a^4 V}{8\pi}\iiint_{\Gamma_{yzt}} e^{-aV(\tau-\theta)} j''\left[a^2\frac{V^2(\tau-\theta)^2-r^2}{4}\right]\gamma(\eta, \zeta, \theta)\,d\eta\,d\zeta\,d\theta,$$

où $r=[(\eta-y)^2+(\zeta-z)^2]^{\frac{1}{2}}$, $j(x)$ est la fonction bien connue de Bessel, d'ordre zéro, et Γ_{yzt} désigne le volume du cône de révolution défini par les inégalités

$$0 \leqq \tau \leqq t, \qquad (\eta-y)^2+(\zeta-z)^2-V^2(t-\tau)^2 \leqq 0;$$

$\mathcal{D}_1$ s'obtient en affectant de l'indice 1 les constantes V et a qui sont alors relatives au premier milieu et de même pour $\mathcal{D}_2$.

Malgré sa complexité apparente, il se trouve que cette équation intégro-différentielle peut être ramenée à l'équation différentielle linéaire du premier ordre

$$\left(\frac{1}{V_1^2}-\frac{1}{V_2^2}\right)\frac{\partial}{\partial t}\gamma(y, z, t) + 2\left(\frac{a_1}{V_1}-\frac{a_2}{V_2}\right)\gamma(y, z, t) = \frac{\partial}{\partial t}\{\mathcal{D}_1[\alpha]-\mathcal{D}_2[\alpha]\}.$$

La démonstration de ce résultat, qui paraîtra dans un autre Recueil, suppose que $\gamma(y, z, t)$ possède des dérivées quatrièmes en y et z, continues par rapport à l'ensemble des variables y, z, t.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur les équations d'ondes macroscopiques du corpuscule de spin 2 en présence de matière.* Note de M. **Gérard Petiau.**

Nous représenterons l'équation d'ondes du système corpuscule de spin $(1/2)(h/2\pi)$ (nucléon)-corpuscule de spin $2.h/2\pi$ (graviton) par l'équation

$$\frac{h}{2\pi i}\partial_t\frac{1}{4}[\Sigma_r\alpha_4^1\ldots\alpha_0^r\ldots\alpha_4^4]\chi_{i_1 i_2\ldots i_4} = \left[\frac{1}{4}(\Sigma_r\alpha_4^1\ldots\alpha_0^r\ldots\alpha_4^4)H_D + \mathcal{H} + H_1\right]\chi_{i_1 i_2\ldots i_4},$$

avec

$$H_D = c\left[\frac{h}{2\pi i}\partial_p\alpha_p + \alpha_4 m_0 c\right]; \qquad \mathcal{H} = c\left[\frac{h}{2\pi i}\partial_p\frac{1}{4}(\Sigma_r\alpha_4^1\ldots\alpha_p^r\ldots\alpha_4^4) + \mu_0 c\alpha_4^1\alpha_4^4\right],$$
$$H_1 = k[l t_{\alpha,\beta} b^{\alpha,\beta} + m t_{\alpha\beta,\gamma} b^{\alpha\beta,\gamma} + n t_{\alpha\beta,\gamma\delta} b^{\alpha\beta,\gamma\delta}]\,\delta(\vec{R}-\vec{r}).$$

Avec les définitions

$$g^{00}=-1,\quad g^{pp}=+1,\quad g^{0p}=g^{pq}=0,\quad \alpha_4=\omega,\quad u_0=-u^0=\alpha_0=1,\quad u_p=u^p=\alpha_p,$$
$$u_{0p}=-u^{0p}=i\alpha_p\alpha_4,\qquad u_{pq}=u^{pq}=i\alpha_p\alpha_q\alpha_4.$$

$$t_{\alpha,\beta}=\frac{h}{4\pi i}\left\{\underset{\leftarrow}{\partial_\beta}u_\alpha-u_\beta\underset{\rightarrow}{\partial_\beta}+\underset{\leftarrow}{\partial_\alpha}u_\beta-u_\beta\underset{\rightarrow}{\partial_\alpha}\right\}-\frac{m_0c}{2}g_{\alpha\beta}\omega=t'_{\alpha\beta}-\frac{m_0c}{2}g_{\alpha\beta}\omega=t'_{\alpha\beta}-\frac{1}{4}g_{\alpha\beta}t'^{\gamma}_{\gamma},$$

$$t_{\alpha\beta,\gamma}=\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{h}{2\pi i}\right)^2\left[\underset{\leftarrow}{\partial_\alpha}u_\gamma\underset{\rightarrow}{\partial_\beta}-\underset{\leftarrow}{\partial_\beta}u_\gamma\underset{\rightarrow}{\partial_\alpha}\right]+\frac{h}{2\pi i}\left[\underset{\leftarrow}{\partial_\gamma}u_{\alpha\beta}-u_{\alpha\beta}\underset{\rightarrow}{\partial_\gamma}\right]\right\},$$

$$t_{\alpha\beta,\gamma\delta}=\frac{1}{2i}\left(\frac{h}{2\pi i}\right)^2\left[\underset{\leftarrow}{\partial_\alpha}u_{\gamma\delta}\underset{\rightarrow}{\partial_\beta}-\underset{\leftarrow}{\partial_\beta}u_{\gamma\delta}\underset{\rightarrow}{\partial_\alpha}+\underset{\leftarrow}{\partial_\gamma}u_{\alpha\beta}\underset{\rightarrow}{\partial_\delta}-\underset{\leftarrow}{\partial_\delta}u_{\alpha\beta}\underset{\rightarrow}{\partial_\gamma}\right]$$
$$-\frac{m_0c}{6}\left[g_{\alpha\gamma}t'_{\beta\delta}-g_{\beta\gamma}t'_{\alpha\delta}+g_{\beta\delta}t'_{\alpha\gamma}-g_{\alpha\delta}t'_{\beta\gamma}\right],$$

qui entraînent

$$t_\alpha{}^\alpha=0,\qquad t_{\alpha\beta}{}^\beta=0,\qquad t_{\alpha\beta}{}^{\gamma\beta}=\frac{2}{3}m_0ct_\alpha{}^\gamma,\qquad t_{\alpha\beta}{}^{\alpha\beta}=0.$$

Les $b^{\alpha,\beta}$, $b^{\alpha\beta,\gamma}$, $b^{\alpha\beta,\gamma\delta}$ sont des matrices de la théorie du graviton *adaptées* à la fonction d'annihilation particulière

$$\Phi^0_{i_1,i_2,i_3,i_4}=(\alpha_4R'^{-1})_{i_1i_2}(\alpha_4R'^{-1})_{i_3i_4}$$

que nous considérerons et qui se représentent par

$$(b^{a,b})_{i_1\ldots i_4;m_1\ldots m_4}=\frac{1}{8}\left[\quad(u_1^au_3^b+u_1^bu_3^a)\omega_2\omega_4-(u_1^au_4^b+u_1^bu_4^a)\omega_2\omega_3\right.$$
$$\left.-(u_2^au_3^b+u_2^bu_3^a)\omega_1\omega_4+(u_2^au_4^b+u_2^bu_4^a)\omega_1\omega_3\right],$$

R' est la matrice telle que $R'\alpha_pR'^{-1}=\alpha_p^+$, $R'\alpha_4R'^{-1}=-\alpha_4^+$.

Nous supposerons que le mouvement du nucléon correspond à un grand nombre de quanta et se trouve très peu perturbé par l'interaction, de telle sorte que la fonction d'ondes du système $\chi_{i,i_1\ldots i_4}$ se décompose en un produit des fonctions d'ondes du nucléon Ψ_i et du graviton $\Phi_{i_1\ldots i_4}$, de telle sorte que l'on ait

$$\chi_{i_1,i_1\ldots i_4}=\Psi_i\Phi_{i_1,\ldots,i_4},\qquad \frac{h}{2\pi i}\partial_t\psi_i=H_D\Psi_i.$$

Multipliée par Φ_i^* et intégrée sur les variables χ_k du nucléon, l'équation (1) nous donne, en posant $k_0=(2\pi/h)\mu_0c$, $T_{a,b}^{(m'm)}=\Psi_i^{m'*}(t_{a,b})_{ij}\Psi_j^m$,

$$(2)\qquad \left[\partial_\alpha\frac{1}{4}\left[\Sigma_r\omega_1\ldots u_r^\alpha\ldots\omega_4\right]+ik_0\omega_1\ldots\omega_4+\frac{2\pi i}{hc}H_1^{(m'm)}\right]\Phi_{i_1\ldots i_4}=0$$

avec

$$H_1^{(m'm)}=K\left[lT_{\alpha,\beta}^{(m'm)}b^{\alpha,\beta}+mT_{\alpha\beta,\gamma}^{(m'm)}+nT_{\alpha\beta,\gamma\delta}^{(m'm)}b^{\alpha\beta,\gamma\delta}\right].$$

Nous représenterons la fonction d'onde totale du graviton par la superposition

$$\Phi_{i_1\ldots i_4}(x,y,z,t)=\Phi^0_{i_1\ldots i_4}+\Phi'_{i_1\ldots i_4}(x,y,z,t),$$

$\Phi'_{i_1\ldots i_4}(x, y, z, t)$ étant une solution en évolution de spin total 2, c'est-à-dire symétrique en i_1, i_2, i_3, i_4, et nous définirons des grandeurs tensorielles par les combinaisons linéaires

$$\Phi^{a,b} = K(R'u^a)_{i_2 i_1}(R'u^b)_{i_4 i_3}\Phi'_{i_1\ldots i_4}, \qquad \Phi^{a,b*} = K\Phi^*_{i_1\ldots i_4}(u^a R'^{-1})_{i_1 i_2}(u^b R'^{-1})_{i_3 i_4},$$

telles que

$$\Phi_\alpha{}^\alpha = 0, \qquad \Phi_{\alpha\beta}{}^\beta = 0, \qquad \Phi_{\alpha\beta}{}^{\gamma\beta} = \Phi_\alpha{}^\gamma.$$

Tenant compte des relations

$$\frac{1}{4}[\Sigma_r \omega_1 \ldots u_r^\alpha \ldots \omega_4]\Phi_0 = 0, \qquad (R'u^a)_{i_2 i_1}(R'u^b)_{i_4 i_3}(b^{c,d})_{i_1\ldots i_4;\, m_1\ldots m_4}\Phi'_{m_1\ldots m_4} = 0,$$

le système (2) est équivalent au système des équations tensorielles

$$(3)\quad \begin{cases} \frac{1}{2}[\partial_\alpha \Phi^{\alpha\beta,\gamma} + \partial_\alpha \Phi^{\alpha\gamma,\beta}] + k_0 \Phi^{\beta,\gamma} + \frac{32\pi}{hc} K^2 l T^{\beta,\gamma} = 0, \\ \frac{1}{2}[\partial_\alpha \Phi_\beta{}^\gamma - \partial_\beta \Phi_\alpha{}^\gamma + \partial_\delta \Phi_{\alpha\beta}{}^{\delta\gamma}] + k_0 \Phi_{\alpha\beta}{}^\gamma - \frac{16\pi}{hc} K^2 m T_{\alpha\beta}{}^\gamma = 0, \\ \frac{1}{2}[\partial_\alpha \Phi_{\beta,\gamma\delta} - \partial_\beta \Phi_{\alpha,\gamma\delta} + \partial_\gamma \Phi_{\alpha\beta,\delta} - \partial_\delta \Phi_{\alpha\beta,\gamma}] + k_0 \Phi_{\alpha\beta,\gamma\delta} + \frac{32\pi}{hc} K^2 n T_{\alpha\beta,\gamma\delta} = 0. \end{cases}$$

Si nous définissons des grandeurs réelles par les combinaisons

$$\Phi^{a,b}_{(r)} = \Phi^{a,b} \pm \Phi^{a,b*}, \qquad T^{(r)}_{a,b} = T^{(m'm)}_{a,b} + T^{(mm')}_{a,b},$$

le système (3) combiné avec le système analogue que l'on déduirait de la même façon de l'équation conjuguée de (1) nous donne le système d'équations entre grandeurs réelles

$$(4)\quad \begin{cases} \frac{1}{2}[\partial_\alpha \Phi^{\alpha\beta,\gamma}_{(r)} + \partial_\alpha \Phi^{\alpha\gamma,\beta}_{(r)}] + k_0 \Phi^{\beta,\gamma}_{(r)} + \frac{32\pi}{hc} K^2 l T^{\beta,\gamma}_{(r)} = 0, \\ \frac{1}{2}\left[\partial_\alpha \underset{(r)}{\Phi_\beta{}^\gamma} - \partial_\beta \underset{(r)}{\Phi_\alpha{}^\gamma} + \partial_\delta \underset{(r)}{\Phi_{\alpha\beta}{}^{\delta\gamma}}\right] + k_0 \underset{(r)}{\Phi_{\alpha\beta}{}^\gamma} - \frac{16\pi}{kc} K^2 m \underset{(r)}{T_{\alpha\beta}{}^\gamma} = 0, \\ \frac{1}{2}\left[\partial_\alpha \underset{(r)}{\Phi_{\beta,\gamma\delta}} - \partial_\beta \underset{(r)}{\Phi_{\alpha,\gamma\delta}} + \partial_\gamma \underset{(r)}{\Phi_{\alpha\beta,\delta}} - \partial_\delta \underset{(r)}{\Phi_{\alpha\beta,\gamma}}\right] + k_0 \underset{(r)}{\Phi_{\alpha\beta,\gamma\delta}} + \frac{32\pi}{hc} K^2 n \underset{(r)}{T_{\alpha\beta,\gamma\delta}} = 0. \end{cases}$$

On voit facilement que la première de ces équations résulte de la contraction de la troisième, de telle sorte que l'on doit avoir

$$l = \frac{2}{3} m_0 c n.$$

Ce sont les équations (4) qui, dans une interprétation cosmologique des phénomènes d'interactions massiques, devront être regardées comme définissant la structure de l'espace déterminée par la présence d'un nucléon.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur l'interaction entre deux particules matérielles au moyen du corpuscule de spin maximum 2; loi de gravitation newtonienne.* Note de Mme **Marie-Antoinette Tonnelat.**

1. *Normalisation.* — Nous avons donné l'expression des grandeurs fondamentales de la théorie de la particule de spin maximum 2 dans le cas d'une onde plane monochromatique [1]. Ces grandeurs, relatives aux trois cas de spin $j=2$, $j=1$ et $j=0$, dépendent de 16 constantes arbitraires C_{ij}. Pour supprimer les ondes transversales des trois cas et aussi les ondes longitudinales électromagnétiques ($j=1$, $m=0$) responsables de l'interaction coulombienne, il est nécessaire de poser

$$2C_{33}=2C_{44}=C_1, \qquad 2C_{34}=2C_{43}=C_2, \qquad 2C_{12}=2C_{21}=C_0.$$

Dans ce cas, 5 des 10 potentiels symétriques $j=2$ ne sont pas nuls. En adoptant les notations utilisées dans nos travaux précédents, ce sont :

$$\Phi_{11}=\Phi_{22}=4k_0^2/\Delta^2.C_0P \qquad (k_0=2\pi\mu_0 c\,|\,h),$$

$$\Phi_{33}=-4k^2/\Delta^2.(C_1+C_2)P, \qquad \Phi_{44}=4\vec{k}^2/\Delta^2./C_1+C_2)P,$$

$$\Phi_{34}=-4ik\vec{k}/\Delta^2.(C_1+C_2)P.$$

D'autre part les grandeurs relatives à $j=0$ sont alors

$$\Sigma_\mu\Phi_{\mu\mu}=4k^2./\Delta^2.(2C_0-C_1-C_2)P, \qquad \varphi=4k^2./\Delta^2.(C_2-C_1)P.$$

On pourrait normaliser en isolant complètement $j=0$ de $j=2$. Ce procédé qui consisterait à poser $C_1=C_2=C_0$ est difficilement acceptable si nous conservons l'interprétation que nous avons donnée des $\Phi_{\mu\nu}$ en fonction des $g_{\mu\nu}$ [2]. Toutefois, en tenant compte des rôles symétriques des constantes C_1 et C_2 il est naturel de poser $C_1=C_2$, ce qui a l'avantage de supprimer les grandeurs relatives à l'invariant φ qui n'ont aucun rapport avec le cas $j=2$. On posera donc

$$C_1=C_2=aC, \qquad C_0=bC$$

et, d'après la valeur de ρ, on obtiendra

$$\Phi_{11}=\Phi_{22}=b\varpi k_0^2, \qquad \Phi_{33}=2a\varpi k^2, \qquad \Phi_{44}=2a\varpi\vec{k}^2, \qquad \Phi_{34}=-2ia\varpi\vec{k}k,$$

$$\Phi=\Sigma_\mu\Phi_{\mu\mu}=2(b-a)\varpi k_0^2;$$

en posant $\varpi=P/k^2.[2k.\,|\,kV(2a^2+b^2)]^{\frac{1}{2}}$.

2. *Interaction.* — L'opérateur d'interaction comprendra deux sortes de termes, les uns relatifs à $j=2$, les autres à $j=0$. On posera

$$H^{(1)}=H_2^{(1)}+H_0^{(1)}$$

---

(1) *Comptes rendus,* **212**, 1941, p. 263; *Ann. Phys.,* **17**, 1942, p. 158.

(2) *Ibid.,* **212**, 1941, pp. 384 et 687.

avec

$$H_2^{(1)} = L_g T^{\mu\nu} K_g \Phi_{\mu\nu}, \qquad H_0^{(1)} = L'_g T K_g \Phi,$$

$T^{\mu\nu}$ est le tenseur de Tétrode relatif à la particule matérielle, T la trace de ce tenseur. L_g et L'_g représentent les coefficients d'interaction pour $j = 2$ et $j = 0$. Enfin K_g est un coefficient qui détermine les potentiels symétriques de la théorie en fonction des $\Phi_{(\mu\nu)}$. A partir de $H^{(1)}$ on peut calculer les éléments de matrice $H^{(1)}_{km',om}$ correspondant à une transition $m \to m'$ de la particule matérielle par émission d'un graviton qui passe de l'état d'annihilation à l'état $\vec{k}$. Le raisonnement est le même que celui utilisé par L. de Broglie pour déterminer l'interaction entre deux électrons par échange de photons. A partir de l'expression générale ainsi obtenue ([3]), on peut faire l'approximation correspondant aux faibles vitesses de l'électron et appliquer successivement les calculs aux transitions 1,01 et 2,02. On obtient finalement l'élément de matrice suivant qui rend compte du passage de l'état initial à l'état final :

$$H_{if} = -K_g^2 \frac{16\pi^2 \mu_0 c^4}{h^2} \frac{m_1 m_2}{k^2} \frac{4}{2a^2 + b^2} \left[L_g \frac{\vec{k}^2}{k_0^2} a + L'_g (b - a) \right]^2 (\gamma)_{1,01} (1)_{2,02}.$$

La partie classique correspond à un potentiel du type de Seelinger

$$U = -K_g^2 \frac{16\pi\mu_0 c^4}{h^2} \frac{1}{2a^2 + b^2} [L_g^2 a^2 + L'^2_g (b - a)^2 - 2 L_g L'_g a (b - a)] \frac{m_1 m_2}{|\vec{r}_{12}|} e^{-k_0 |\vec{r}_{12}|}.$$

3. *Loi de gravitation newtonienne.* — L'assimilation du potentiel U à un potentiel quasi newtonien conduit à poser

$$K_g^2 \frac{16\pi\mu_0 c^4}{h^2} \frac{1}{2a^2 + b^2} [L_g^2 a^2 + L'^2_g (b - a)^2 - 2 L_g L'_g a (b - a)] = G, \tag{1}$$

de façon à obtenir

$$U = -G \frac{m_1 m_2}{|\vec{r}_{12}|} e^{-k_0 |\vec{r}_{12}|}.$$

L'équation (1) ne suffit pas à déterminer K_g, L_g, L'_g ni le mode de normalisation fixé par les constantes a et b. En ce qui concerne ce dernier, il est satisfaisant de poser $a = 0$, $b = 1$. On peut alors écrire

$$K_g^2 \frac{16\pi\mu_0 c^4}{h^2} L'^2_g = G.$$

Toute la contribution des ondes longitudinales à la gravitation newtonienne est ainsi fournie par le cas $j = 0$. Ce résultat est vraisemblable car si l'on

([3]) Cette expression diffère de celle qu'a proposée M. Petiau par une normalisation qui demeure quelconque, par la présence du terme $H^{(1)}$ et par des termes supplémentaires dans $H_0^{(2)}$ dus aux ondes longitudinales Φ_{11} et Φ_{22}.

s'intéresse uniquement à la loi de Newton, il paraît superflu de mettre en jeu un tenseur à 10 composantes. D'autre part cette normalisation permet d'éliminer les ondes longitudinales des deux photons constituant la particule de spin 2.

Même en adoptant cette normalisation, le coefficient K_g et la constante d'interaction ne sont pas déterminés en fonction de G. En faisant appel à un processus d'interaction macroscopique entre graviton et particule matérielle, on peut alors trouver une autre équation entre les constantes K_g, L_g et G qui permet de lever complètement cet arbitraire.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Utilisation de la fonction caractéristique de Laplace dans certains problèmes classiques de Mécanique ondulatoire.* Note [1] de M. **Edmond Arnous.**

Nous avons essayé de montrer [2] comment l'introduction de la fonction caractéristique de Laplace, en permettant de condenser le principe des valeurs propres et le principe de décomposition spectrale en un principe unique de quantification, présentait un certain intérêt théorique. Nous nous proposons ici de montrer, en choisissant un petit nombre d'exemples simples, que la fonction caractéristique quantique est suffisamment maniable pour être utilisée dans certains problèmes classiques.

Nous désignons toujours par q l'ensemble des variables qui repèrent le système mécanique, par H l'opérateur hamiltonien, par $\Psi(q)$ la fonction d'onde, par u un paramètre réel et par t le temps. A la grandeur mécanique étudiée correspond un opérateur A et une statistique définie par sa fonction caractéristique

$$K_A(u, t) = \int_D \Psi^* e^{iuA} \Psi \, dq.$$

Voici d'abord une étude de spectre continu, le spectre de l'énergie d'un point mobile sur une droite en l'absence de champ $\left(\text{cas de Darwin } \Psi_0 = \frac{1}{\sqrt{\sigma\sqrt{2\pi}}} e^{-\frac{x^2}{4\sigma^2}} e^{-\frac{2\pi i}{h} m v_0 x}\right)$

$$K_E = \int_D \Psi_0^* e^{iuH} \Psi_0 \, dq = \int_D \Psi_0^* \Psi\left(t = \frac{hu}{2\pi}\right) dq = \frac{e^{\frac{1}{2} m v_0^2 \frac{iu}{1 - 2\lambda^2 iu}}}{\sqrt{1 - 2\lambda^2 iu}},$$

où $\lambda^2 = h^2/32\pi^2 m\sigma^2$.

Le calcul symbolique permet de passer à la densité de probabilité $f(E)$ en

---

(1) Séance du 17 janvier 1944.

(2) *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 108.

utilisant la correspondance [3] $\sqrt{\pi p}\, e^{\frac{1}{4\pi}} \doteq \frac{\operatorname{ch}\sqrt{x}}{\sqrt{x}}$

$$f(\mathrm{E}) = \frac{e^{-\frac{1}{2\lambda^2}\left(\sqrt{\mathrm{E}}+\sqrt{\frac{1}{2}mv_0^2}\right)^2} + e^{-\frac{1}{2\lambda^2}\left(\sqrt{\mathrm{E}}-\sqrt{\frac{1}{2}mv_0^2}\right)^2}}{\sqrt{2\pi}\lambda 2\sqrt{\mathrm{E}}}.$$

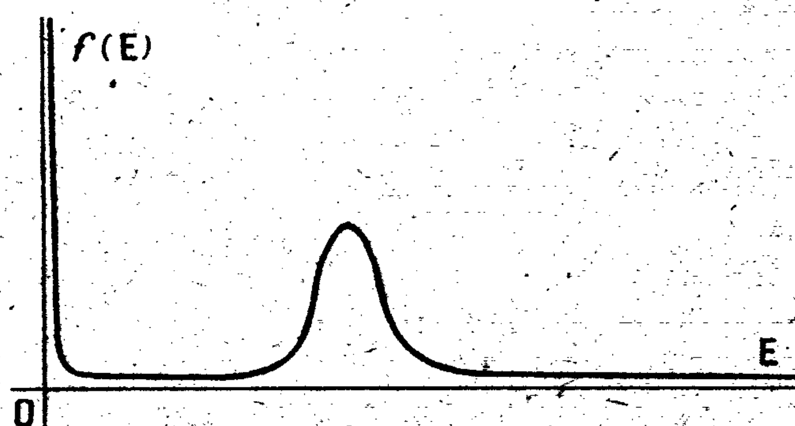
La valeur moyenne de E est $1/2mv_0^2 + \lambda^2$. Tout ceci s'interprète facilement si l'on sait que la vitesse suit une loi de Gauss.

Voici maintenant un exemple de spectre discontinu, celui du spin en Mécanique de Dirac,

$$\mathrm{K}_s = \int_{\mathrm{D}} \sum_{m=1}^{4} \Psi_m^* e^{iu\frac{h}{4\pi} i\alpha_1\alpha_2} \Psi_m \, dq = e^{iu\frac{h}{4\pi}} \int_{\mathrm{D}} |\Psi_1|^2 + |\Psi_3|^2 \, dq + e^{-iu\frac{h}{4\pi}} \int_{\mathrm{D}} |\Psi_2|^2 + |\Psi_4|^2 \, dq,$$

expression qui donne simultanément les valeurs propres et les probabilités.

Voici enfin un exemple dans lequel l'introduction de la fonction caractéristique permet d'étudier dans le cas général et en quelques lignes un long théorème classique qui soulève quelques difficultés dans sa réciproque.



La condition nécessaire et suffisante pour que A soit intégrale première est que A commute avec $\mathrm{L} = \mathrm{H} - (h/2\pi i)(\partial/\partial t)$. En effet A est intégrale première, par définition, si $d\mathrm{K}(u)/dt$ est identiquement nul quel que soit l'état initial Ψ_0; or

$$\frac{d\mathrm{K}}{dt} = \frac{2\pi i}{h} \int_{\mathrm{D}} \Psi^*(e^{iu\mathrm{A}}\mathrm{L} - \mathrm{L}\, e^{iu\mathrm{A}}) \Psi \, dq.$$

Il est clair que la condition énoncée est suffisante. On reconnaît qu'elle est nécessaire en développant Ψ dans un système complet de solutions Ψ_n de l'équation d'onde. En substituant $\Psi = \sum_n c_n \Psi_n$ et en écrivant que $d\mathrm{K}/dt$ est nul quels que soient les c_n (c'est-à-dire quel que soit Ψ_0), on voit que les matrices $\int_{\mathrm{D}} \Psi_m^* (\mathrm{AL} - \mathrm{LA}) \Psi_n \, dq$ sont nulles.

(3) Voir Pierre Humbert et N. W. Mac Lachlan, *Formulaire pour le calcul symbolique* (*Mém. Sci. Math.*), 1941.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Sur les déformations des corps solides. Équation générale de la déformation élasticovisqueuse.* Note [1] de M. **Christian B. de Carbon**, présentée par M. Albert Caquot.

Nous avons déjà signalé [2] que, *tant que les efforts restent faibles*, il est légitime de négliger les effets de la plasticité (qui n'interviennent dans les lois de la déformation que par des termes du troisième ordre) pour ne tenir compte que de ceux de la viscosité (qui sont du premier ordre). Le système d'équations différentielles donné dans cette Note représente donc, *dans ce cas*, les lois de la déformation de la matière. Ces équations permettent par intégration d'expliciter la loi qui relie la forme géométrique à l'effort.

Prenons par exemple une éprouvette cylindrique de rayon R, de hauteur h, et soient $\theta(t)$ et $\mathcal{C}(t)$ l'angle et le couple de torsion à l'instant t, l'origine des temps correspondant à l'état initial neutre, c'est-à-dire sans tensions internes. L'angle $\theta(t)$ est lié au couple $\mathcal{C}(t)$ par l'équation

$$\boxed{\frac{2h}{\pi \mathrm{R}^4}\mathcal{C}(t) = \int_0^\infty \mathrm{G}'(\lambda)\, e^{-\lambda t} \int_0^t e^{\lambda t}\, \theta'(t)\, dt\, d\lambda,} \tag{1}$$

dans laquelle $\mathrm{G}(\lambda)$ est la fonction que nous avons appelée dans une Note précédente [2] *fonction caractéristique de viscosité* de la matière.

Il est facile de voir que l'équation ci-dessus ramène le calcul du couple $\mathcal{C}(t)$ à de simples opérations de dérivation et d'intégration, quand nous connaissons la fonction $\mathrm{G}(\lambda)$ et la loi de torsion $\theta(t)$.

Cette équation nous permet aussi de calculer la fonction $\mathrm{G}(\lambda)$ quand nous supposons connues les fonctions $\mathcal{C}(t)$ et $\theta(t)$, ce calcul étant ramené à des opérations de dérivation et d'intégration, et à la solution d'une équation intégrale linéaire de Fredholm de première espèce. Une seule expérience, l'enregistrement simultané des deux courbes $\theta(t)$ et $\mathcal{C}(t)$, nous permettrait donc théoriquement (si l'expérience pouvait être faite avec une précision suffisante) de déterminer la *fonction caractéristique de viscosité* $\mathrm{G}(\lambda)$ dont nous avons déjà signalé [3] un autre mode de détermination par l'étude du frottement interne.

L'équation (1) nous donne enfin la possibilité de calculer $\theta(t)$ quand nous connaissons $\mathrm{G}(\lambda)$ et $\mathcal{C}(t)$. Posons en effet

$$\theta'(t) = \int_0^\infty e^{-\mu t} f(\mu)\, d\mu,$$

(1) Séance du 4 janvier 1944.
(2) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 195.
(3) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 668.

c'est-à-dire exprimons $\theta'(t)$ sous la forme d'une intégrale de Laplace-Abel. Cet artifice nous permet de transformer l'équation (1) qui devient

$$(2)\qquad \boxed{\frac{2h}{\pi R^4}\mathcal{C}(t) = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{e^{-\mu t} - e^{-\lambda t}}{\lambda - \mu} f(\mu)\, G'(\lambda)\, d\lambda\, d\mu,}$$

ramenant ainsi le calcul de $\theta(t)$ à des opérations de dérivation et d'intégration, et à la solution de l'équation intégrale de Fredholm de première espèce

$$\frac{2h}{\pi R^4}\mathcal{C}(t) = \int_0^\infty A(\mu, t) f(\mu)\, d\mu$$

admettant pour noyau

$$A(\mu, t) = \int_0^\infty \frac{e^{-\mu t} - e^{-\lambda t}}{\lambda - \mu} G'(\lambda)\, d\lambda.$$

Les équations équivalentes (1) et (2) permettant de relier l'effort $\mathcal{C}(t)$ à la déformation $\theta(t)$, contiennent donc la solution de tous les problèmes que l'on peut se poser à propos des relations entre l'effort et la forme pour un type donné de l'effort. Elles contiennent en particulier les lois de la *relaxation*, de la *réactivité*, du *fluage*. En remplaçant dans ces équations $\mathcal{C}(t)$ par $-I\, d^2\theta/dt^2$, nous aurons *l'équation des oscillations assorties d'un pendule de Coulomb.*

HYDRODYNAMIQUE STATISTIQUE. — *Interdépendance du tourbillon moyen local et de la vitesse moyenne locale d'agitation dans les mouvements turbulents.* Note [1] de M. **Roger Brard**, présentée par M. Émile-G. Barrillon.

Dans un écoulement turbulent statistiquement permanent, la vitesse moyenne quadratique locale d'agitation est proportionnelle à la puissance 1/4 du tourbillon moyen local. Nous analysons ci-après les fondements de cette loi, que Gebelein a énoncée sans en donner de vraie démonstration [2].

Des mesures de la vitesse instantanée $\vec{V}$ à différentes époques permettent de définir en chaque point $A(y_1, y_2, y_3)$ d'une conduite ou canal Ω la vitesse moyenne locale $\vec{U} = E\vec{V}$ [3], les fluctuations $c_{ik}^2 = S_{ik}^2 \vec{V}$, et le tourbillon moyen local $\vec{X} = \text{rot}\vec{U} = E\vec{Y}$, $\vec{Y}$ étant le tourbillon instantané. La loi de la puissance 1/4 s'écrit

$$(1)\qquad c_{ik}^2 = \text{const.}\, |X_j|^{\frac{1}{2}},$$

X_j étant une quelconque des composantes de $\vec{X}$.

---

(1) Séance du 4 janvier 1944.

(2) H. Gebelein, *Turbulenz*, Berlin, 1935.

(3) E signifie valeur probable et $\gg$ signifie beaucoup plus grand que.

Pour établir (1) il faut, à notre avis, appliquer à chaque instant la loi de Biot et Savart pour le calcul de $\vec{V}(A, t)$ à partir des $\vec{Y}(A', t)$ et effectuer les *moyennes temporelles* des $\vec{V}$ et $\vec{Y}$. Nous supposerons les $\vec{V}$ et $\vec{Y}$ stationnaires et utiliserons les résultats suivants :

1° Si Z est stationnaire par rapport à z, si $E'Z$ et S'^2Z, calculés pour z donné, sont indépendants de z, et si $z - z_0 \gg z^\star$ avec $z^\star = \int_0^\infty k(z_2 - z_1).d(z_2 - z_1)$, k étant le coefficient de corrélation de $Z(z_1)$ et $Z(z_2)$, on a

$$(2)\qquad S^2\left\{\int_{z_0}^{z} Z(z)\,dz\right\} : E\left\{\int_{z_0}^{z} Z(z)\,dz\right\} = \frac{2z^\star.S'^2Z}{E'Z} = \text{const.}$$

2° Si Z est stationnaire par rapport à z, on a (loi forte des grands nombres)

$$(3)\qquad EZ = \lim_{z\to\infty} \frac{1}{z}\int_0^z E'Z(z)\,dz,$$

$$(4)\qquad S^2Z = E\{(Z-EZ)^2\} = \lim_{z\to\infty}\frac{1}{z}\int_0^z E'\{(Z-EZ)^2\}\,dz$$

$$= \lim_{z\to\infty}\frac{1}{z}\int_0^z [S'^2(Z-EZ) + (E'Z-EZ)^2]\,dz = \lim_{z\to\infty}\frac{1}{z}\int_0^z S'^2(Z-EZ)\,dz,$$

$$(5)\qquad \lim_{z\to\infty}\frac{1}{z}\int_0^z S'\{Z-EZ\}\,dz = \left[\lim_{z\to\infty}\frac{1}{z}\int_0^z S'^2(Z-EZ)\,dz\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \lim_{z\to\infty}\left[z.S^2\left\{\frac{1}{z}\int_0^z (Z-EZ)^2\,dz\right\}\right]^{\frac{1}{2}}.$$

Soient donc $k^{(e)}_{\alpha\beta}$ le coefficient de corrélation de $Y_\alpha(A', t)$ et $Y_\beta(A'', t)$, $k^{(t)}_{\alpha\beta}$ celui de $Y_\alpha(A, t')$ et $Y_\beta(A, t'')$. Posons

$$(6)\qquad \begin{cases} \omega^\star_{\alpha\beta} = \displaystyle\iiint_0^{+\infty} k^{(e)}_{\alpha\beta}(A', A'', t).d(y''_1 - y'_1)\,d(y''_2 - y'_2)\,d(y''_3 - y'_3), \\ t^\star_{\alpha\beta} = \displaystyle\int_0^\infty k^{(t)}_{\alpha\beta}(A, t''-t').d(t''-t'). \end{cases}$$

La loi de Biot et Savart s'écrit symboliquement

$$V_i(A, t) = \int_\Omega \sum_j f_{ij}(A, A').Y_j(A', t).d\Omega(A').$$

On déduit alors de la formule (2) que, si (approximation a) $E'Y_\alpha$ et $S'^2_{\alpha\beta}\vec{Y}$ varient assez lentement pour pouvoir être regardées comme constantes dans la portion ω de Ω qui donne une contribution non nulle dans V_i, et si (hypothèse H_1) $\omega \gg \omega^\star$:

$$(7)\qquad S'^2_{ik}(\vec{V} - \vec{U}) \cong \text{const.}\ [E'V_{j'} - U_{j'}] \cong \text{const.}\ |E'Y_j - X_j|,$$

l'égalité étant d'autant plus exacte que ω est plus petit ou que A est plus éloigné des limitantes du canal.

On déduit de (4) que $c_{ik}^2 = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T S_{ik}'^2 \{ \vec{V}(A, t+\tau) - \vec{U}(A) \} d\tau$, ou encore, d'après (7) et (5), que, si (hypothèse H_2) il y a proportionnalité entre $|E'Y_j - X_j|$ et $S' \{ Y_j - X_j \}$,

$$(8) \qquad c_{ik}^2(A) = \text{const.} \lim_{T \to \infty} \left[T . S_{ik}^2 \left\{ \frac{1}{T} \int_0^T (\vec{Y} - \vec{X}) \, d\tau \right\} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Si $T \gg t^\star$, ce qui est évidemment le cas si (hypothèse H_3) les $t_{\alpha\beta}^\star$ sont finis, on déduit de (2) que $\lim_{T \to \infty} T . S_{ik}^2 \left\{ \frac{1}{T} \int_0^T (\vec{Y} - \vec{X}) \, d\tau \right\} = 2 t_{ik}^\star . \frac{S_{ik}'^2 \vec{Y}}{E'Y_j} . \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E'Y_j \, d\tau$. Compte tenu de (3), on a bien (1) pourvu que $S_{ik}'^2 Y : E'Y_j$ ne dépende pas de A, ce qui a lieu, vu (7) et la relation $\vec{Y} = \text{rot} \vec{V}$.

En définitive, la loi de la puissance 1/4 est établie moyennant des hypothèses H_1 et H_3 physiquement admissibles, une hypothèse H_2 effectivement vérifiée si le *type* de la loi de probabilité de $\vec{Y}$ ne dépend ni du point, ni de l'époque, et une approximation (*a*). La loi est d'autant plus exacte qu'on est plus loin des parois.

CHALEUR. — *A propos de la convection naturelle par les fils.* Note [1] de MM. **Charles Bory** et **Pierre Vernotte**, transmise par M. Charles Camichel.

Nous avions exposé [2] que, si l'on portait sur un graphique les coefficients de convection d'un certain fil fin de platine, logé dans une enceinte cylindrique horizontale, pour deux échauffements assez faibles les points s'alignaient très bien avec le point relatif au passage de la chaleur sous l'effet de la conduction pure, correspondant à l'échauffement nul.

Or un examen plus attentif, confirmé par toutes les mesures de l'un de nous [3], a montré que cet alignement n'existait pas, et que, par suite, on ne mettait pas en évidence l'infrarégime de convection [4] caractérisé par un écoulement visqueux du fluide chaud, et une variation linéaire du coefficient avec l'échauffement.

Les dites mesures ont même montré que, contrairement à ce qui se passait dans le cas de la convection par des objets dont les dimensions se comptaient en centimètres, le coefficient de convection variait d'une façon parfaitement continue (avec cette réserve que plusieurs régimes voisins paraissaient possibles)

---

(1) Séance du 27 décembre 1943.

(2) *Comptes rendus*, **200**, 1935, pp. 1917 et 1919.

(3) Bory, *Thèse*, Toulouse, 1943.

(4) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 733.

jusqu'au chiffre correspondant à la conduction pure. Pour ces fils (diamètres de 10 à 300$^\mu$, échauffements de 10 à 600°), le régime visqueux, que l'on aurait dû atteindre d'après la théorie ([4]), serait donc instable; soit que la très forte courbure du métal du fil entraîne des conséquences spéciales, soit que le caractère limité du parcours des éléments fluides chauds (lequel tient au diamètre fini de l'enceinte cylindrique) conduise à considérer aussi, pour l'application de la théorie, le nombre de Péclet formé, non avec le diamètre du fil, mais avec le diamètre de l'enceinte (ce qui n'arriverait pas si le corps convectant et l'enceinte avaient des dimensions du même ordre) : avec un nombre de Péclet aussi grand, le régime visqueux n'est plus observable.

Enfin nous voudrions corriger l'interprétation donnée ([3]) aux résultats expérimentaux, qu'une étude plus complète montre conduire à deux conséquences très importantes.

1° En portant en abscisses $\theta^{1/6}$, θ étant l'échauffement, on obtient, pour le coefficient de convection, une ligne se détachant de l'axe des ordonnées avec une pente finie et différente de zéro, de sorte que; lorsque l'échauffement du fil n'est pas trop considérable, le coefficient de convection, ainsi que l'avait prévu théoriquement l'un de nous ([5]), est fonction linéaire de $\theta^{1/6}$, et non de $\theta^{1/4}$.

2° En portant en abscisses $\theta^{1/4}$, nous avions cru reconnaître que la courbe du coefficient de convection se composait de deux parties : une portion très rectiligne, puis, à partir d'un certain échauffement critique, une portion très courbée apparaissant brusquement, ce que nous interprétions comme un nouveau régime.

Or le caractère extrêmement dénué de courbure de la première partie de la courbe est le résultat d'une amorce d'inflexion tenant au mauvais choix de l'abscisse (car il y a un terme linéaire en $\theta^{1/6}$, et non en $\theta^{1/4}$); quant à l'apparition assez brusque de la courbure, on pouvait l'interpréter, soit comme une discontinuité de courbure, soit comme le fait d'une loi en x^n (n étant très élevé) s'ajoutant à la loi linéaire. En essayant diverses valeurs de n, on trouve que $n = 7$ représente parfaitement les expériences. Ce serait bien une valeur inexplicablement grande, conduisant à préférer l'interprétation par discontinuité de courbure, si x n'était pas la racine sixième de la grandeur expérimentale θ, car $7:6$ n'est plus un exposant anormalement élevé. En remarquant que $7:6 = 1 + 1:6$, on voit que les expériences prouvent simplement qu'il faut corriger par un terme en θ la loi simple en $\theta^{1/6}$. La loi du coefficient de convection, pour les fils considérés, se formulerait donc, avec une précision de 0,5 %, jusqu'aux échauffements de 600°, par la loi

$$C = C_0 + A\theta^{\frac{1}{6}}(1 + B\theta).$$

([5]) *Ibid.*, **208**, 1939, p. 976.

Cette loi est extraordinairement simple, puisqu'elle ne contient que deux paramètres, la quantité C_0, due à la conduction pure s'effectuant à la température de l'enceinte, pouvant se calculer *a priori*.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur un théorème de la théorie des réseaux polyphasés.* Note de M. **François Raymond**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Sous le titre *Sur l'extension des propriétés du quadripôle aux réseaux polyphasés équilibrés les plus généraux* (1), R. Julia et J. Fallou ont démontré un théorème qui est la généralisation de la théorie classique du quadripôle.

Notre but, en revenant sur une question quasi évidente, est de montrer que le travail cité ci-dessus est un cas particulier d'un théorème général immédiat dès qu'on traduit la contexture du réseau polyphasé symétrique par des tenseurs impédances de symétries données.

Soit un réseau possédant $n+1$ bornes d'entrée et $n+1$ bornes de sortie. Les bornes d'entrée forment un groupe, c'est-à-dire que la somme des courants pénétrant dans le réseau par ces bornes est identiquement nulle; il en est de même pour les bornes de sortie. Ceci permet, en prenant une borne d'entrée comme référence pour les n autres bornes, et en procédant de la même façon pour les bornes de sortie, d'exprimer le fonctionnement du réseau par $2n$ équations de la forme

$$(1)\qquad \begin{cases} u_1^i = z_1^{ij} x_{1j} + A_1^{ij} x_{2j} \\ u_2^i = A_2^{ij} x_{1j} + z_2^{ij} x_{2j} \end{cases} \qquad \begin{pmatrix} i = 1, 2, \ldots, n \\ j = 1, 2, \ldots, n \end{pmatrix},$$

où u_1^i est le potentiel de la borne d'entrée i par rapport à la $n+1^{\text{ième}}$ borne (borne neutre) et u_2^i le potentiel de la borne de sortie de même indice par rapport à la $n+1^{\text{ième}}$ borne de sortie; x_{1i}, x_{2i} sont les courants *pénétrant* dans le réseau par ces bornes.

Le réseau est polyphasé et symétrique si les tableaux des z_1^{ij}, z_2^{ij}, A_1^{ij} et A_2^{ij} sont définis par n termes chacun et tels que chacune de leurs lignes ou colonnes se déduisent des voisines par une permutation circulaire.

Dans le cas général on peut supposer $z_1^{ij} \neq z_1^{ji}$, $z_2^{ij} \neq z_2^{ji}$, ce qui implique l'existence de liaisons dépendant du temps selon une loi harmonique simple, entre deux phases du côté entrée et du côté sortie du réseau.

Les termes A_2^{ij} et A_1^{ji} doivent leur existence soit à des couplages entre un système de mailles situé du côté des bornes d'entrée et un système de mailles situé du côté des bornes de sortie, soit à l'existence de mailles quelconques entre les deux systèmes de mailles appuyés sur les bornes d'entrée et de sortie.

Quoi qu'il en soit, les termes de couplages $A_1^{ij} x_{2j}$ et $A_2^{ij} x_{1i}$ ont des coefficients

(1) *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 1767; *Bulletin Soc. Fr. Électriciens*, nov. 1936, n° 71, p. 1081.

égaux; le tableau des A_1^{ij} est donc le transposé du tableau des A_2^{ij}. De cette remarque résulte le théorème de R. Julia et J. Fallou, qui s'énonce sous une forme plus générale.

Exprimons les x_{1j} et x_{2j} en fonction des coordonnées symétriques $X_{1\mu}$, $X_{2\mu}$ ($\mu = 0, 1, \ldots, n-1$) et les potentiels u_1^i et u_2^i en fonction de leurs coordonnées symétriques U_1^μ et U_2^μ. Ces coordonnées s'introduisent naturellement par la réduction à une somme de termes de mêmes indices, de l'expression de l'énergie complexe fournie au réseau (²). Avec ces coordonnées, cette énergie prend la forme

$$(2) \qquad 2H = \sum_\mu [Z_1^{\mu\mu} X_{1\mu}^\star X_{1\mu} + \mathcal{A}_1^{\mu\mu} X_{1\mu}^\star X_{2\mu} + \mathcal{A}_2^{\mu\mu} X_{2\mu}^\star X_{1\mu} + Z_2^{\mu\mu} X_{2\mu}^\star X_{2\mu}];$$

$Z^{\mu\mu}$ et $Z_2^{\mu\mu}$ sont les impédances cycliques correspondant aux impédances propres et mutuelles z_1^{ij} et z_2^{ij} respectivement. On a

$$(3) \qquad \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{A}_1^{\mu\mu} = A_1^{11} + \alpha^{-\mu} A_1^{12} + \ldots + \alpha^{-\mu(x-1)} A_2^{1n} \\ \mathcal{A}_2^{\mu\mu} = A_2^{11} + \alpha^{-\mu} A_2^{12} + \ldots + \alpha^{-\mu(n-1)} A_2^{1n} \end{array} \right. \qquad (\mu = 0, 1, \ldots, n-1),$$

$\left(\text{où } \alpha = e^{\frac{2\pi\sqrt{-1}}{n}},\ e = \text{base des log naturels}\right)$.

Le tableau des A_1^{ij} étant le transposé de A_2^{ij}, $A_1^{ij} = A_2^{ji}$, l'expression de $\mathcal{A}_2^{\mu\mu}$ s'explicite ainsi :

$$(4) \qquad \mathcal{A}_2^{\mu\mu} = A_1^{11} + \alpha^\mu A_1^{12} + \ldots + \alpha^{\mu(n-1)} A_1^{1n}.$$

Ceci étant, les équations du réseau sont

$$(5) \qquad \left\{ \begin{array}{l} U_1^\mu = Z_1^{\mu\mu} X_{1\mu} + \mathcal{A}_1^{\mu\mu} X_{2\mu}, \\ U_2^\mu = \mathcal{A}_2^{\mu\mu} X_{1\mu} + Z_2^{\mu\mu} X_{2\mu}. \end{array} \right.$$

Exprimant les éléments d'entrée en fonction des éléments de sortie, on a

$$(6) \qquad \left\{ \begin{array}{l} U_1^\mu = a U_{2\mu} + b X_{2\mu}, \\ X_{1\mu} = c U_{2\mu} + d X_{2\mu}, \end{array} \right.$$

où

$$\delta = ad - bc = -\frac{\mathcal{A}_1^{\mu\mu}}{\mathcal{A}_2^{\mu\mu}}.$$

Si A_1^{ij} est imaginaire pure, on voit d'après (3) et (4) que $\mathcal{A}_1^{\mu\mu}$ et $\mathcal{A}_2^{\mu\mu}$ sont imaginaires conjuguées $\mathcal{A}_1^{\mu\mu} = \mathcal{A}_2^{\mu\mu\star}$, donc $\delta = e^{j\varphi}$, φ étant un angle caractéristique du réseau.

Ceci a lieu en particulier si le réseau est conservatif. D'où le théorème :

Le réseau polyphasé, symétrique et conservatif le plus général est équivalent à la superposition d'un nombre de quadripôles égal au nombre de ses phases, chacun de ces quadripôles étant relatif aux composantes symétriques des

---

(²) *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 113.

courants et des potentiels. Les équations de ces quadripôles sont caractérisées par une matrice

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$$

dont le déterminant est un nombre complexe du module unité. La démonstration donnée montre que ce théorème s'applique aux *réseaux dissipatifs* sous réserve que les coefficients A_4^{ij} de couplages entre les bornes d'entrée et de sortie soient imaginaires : couplages par self ou capacité. C'est le cas où les bornes d'entrée sont en liaison par des transformateurs avec les bornes de sortie.

Pour les composantes homopolaires, on a toujours $\delta = -1$, comme dans la théorie du quadripôle.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Sur la clarté des instruments oculaires.* Note de MM. **Georges-Albert Boutry**, **André Maréchal** et **Jean Terrien**, présentée par M. Charles Fabry.

L'étude de la clarté d'un instrument oculaire présente quelques difficultés théoriques. On se contente d'ordinaire de définir et de calculer la clarté en direction de l'axe optique, sans s'occuper de ses variations possibles avec l'inclinaison moyenne des faisceaux. Encore, dans le calcul, fait-on intervenir les pupilles d'entrée et de sortie, que l'on traite comme conjuguées en négligeant le rôle des aberrations pupillaires. Les résultats que l'on obtient ne concernent donc que des instruments parfaits au sens de Maxwell, mais ne s'appliquent pas aux instruments réels. En particulier le rôle de la distorsion passe inaperçu.

Nous avons repris l'étude de cette question en tâchant d'éviter l'introduction dans le calcul d'hypothèses étrangères à la réalité. Les résultats que nous avons obtenus sont valables pour des instruments entachés d'aberrations géométriques quelconques; on ne supposera pas l'aplanétisme, et seule la distorsion interviendra dans le calcul. La marche du raisonnement, qui exige une discussion assez longue, sera exposée dans une autre publication. Voici les résultats obtenus :

Nous désignons par w l'inclinaison du rayon moyen émanant d'un point de l'objet, par w' celle du rayon moyen émanant du point conjugué de l'image. La *clarté* est définie comme le rapport des éclairements rétiniens dans l'observation d'un objet à travers l'instrument et à l'œil nu. On suppose que l'œil tourne dans son orbite pour examiner l'image donnée par l'instrument.

Premier cas. — La pupille de l'observateur est nettement plus grande que l'anneau oculaire de l'instrument. On devra supposer que la pupille d'entrée de celui-ci est réelle. Le rapport de son rayon ρ au rayon a de la pupille de

l'œil définit le grossissement normal G_n. On admet que les objets lumineux étendus considérés rayonnent conformément à la loi de Lambert.

a. L'instrument vise assez loin pour que les rayons entrant dans la pupille en provenance d'un point de l'objet puissent être considérés comme d'inclinaison invariable. La valeur de la clarté est alors

$$C = T_w G_n^2 \frac{\cos w \sin w}{\sin w'} \frac{dw}{dw'}.$$

Dans cette formule T_w est le coefficient de transmission de l'instrumen pour la direction de visée w. On voit que la *distorsion* est la seule aberration qui ait une influence sur la clarté. Si l'on suppose l'orthoscopie réalisée, la relation précédente se réduit à

$$C_0 = T_w \left[\frac{G_n}{G}\right]^2 \frac{\cos^4 w}{\cos^3 w'},$$

où G est le grossissement utilisé; pour les instruments courants w' est très supérieur à w; *la clarté croît du centre au bord du champ.* Cette conclusion paradoxale a été vérifiée pour une lunette à grand champ : l'étude préliminaire de la distorsion faisait prévoir une augmentation de 8,5 % ± 1 % de la clarté du centre au bord du champ ($w' = 29°$); l'augmentation trouvée a été de 10 % ± 1 %.

Remarques. — 1° On voit que la précision des mesures courantes de distorsion n'est pas supérieure à celle des mesures de clarté; on pourrait envisager de déterminer la distorsion par des mesures photométriques de clarté.

2° Dans le cas d'une image réelle, l'éclairement d'un point d'un plan normal à l'axe optique situé à la distance x' de la pupille de sortie est, en appelant B la brillance du point-objet,

$$E = B \frac{\pi\rho^2}{x'^2} T_w \cos w \cos^3 w' \frac{\sin w \, dw}{\sin w' \, dw'},$$

dans le cas général, et, si $w = w'$,

$$E = T_w \frac{B\pi\rho^2}{x'^2} \cos^4 w,$$

résultat enseigné dans l'étude classique de l'objectif photographique, où il n'est d'ailleurs pas valable puisque la pupille d'entrée est généralement virtuelle.

b. L'ouverture des faisceaux est importante et le champ-objet petit : c'est le cas du microscope. La valeur de la clarté est alors, en désignant par $n \sin U$ l'ouverture numérique de l'instrument et par y l'ordonnée du point-objet dans le plan de mise au point,

$$C = T_w \left(\frac{n \sin U}{a}\right)^2 \frac{y \, dy}{\sin w' \, dw'}.$$

L'orthoscopie n'est pratiquement jamais réalisée; elle entraînerait

$$C_0 = T_{\omega} \left(\frac{n \sin U}{a}\right)^2 f'^2 \cos^{-3}\omega' \quad (f', \text{ distance focale image})$$

et, en admettant l'aplanétisme,

$$C_0 = T_{\omega} \left(\frac{P_n}{P}\right)^2 \cos^{-3}\omega'.$$

Deuxième cas. — L'anneau oculaire de l'instrument est plus grand que la pupille de l'observateur : la pupille d'entrée de l'ensemble instrument-œil est en général aberrante. Ce cas, jamais réalisé dans le microscope, est celui de la lunette de Galilée et des jumelles de nuit. L'application de la relation de Clausius montre que la clarté est *en toutes directions* égale au coefficient de transmission de l'instrument, qu'il y ait ou non distorsion. En aucun cas on ne peut appliquer la relation de Lagrange, qui conduirait à des formules erronées. Cette relation ne pourrait s'appliquer qu'à un instrument parfait, et Maxwell a montré que l'existence d'un tel instrument était impossible.

SPECTROSCOPIE. — *Remarques sur le spectre d'émission de l'oxygène pur.* Note de MM. **Jean Millon** et **Louis Herman**, présentée par M. Charles Fabry.

On sait que les raies interdites ^1S-^1D (5577 Å) et ^1D-^3P (6300 et 6364 Å) de l'atome neutre de l'oxygène sont les radiations les plus intenses du spectre des aurores polaires et du ciel nocturne. La raie verte a été reproduite au laboratoire avec une forte intensité, surtout dans un mélange avec de l'argon ou de l'azote (1). Les raies rouges ont été observées dans un tube en quartz de faible diamètre (2).

Nous avons également observé deux de ces raies au cours d'une étude systématique du spectre de l'oxygène pur émis pendant la décharge non condensée à travers un tube capillaire en quartz.

L'appareil utilisé comporte deux électrodes cylindriques en aluminium de 4^{cm} de diamètre et 4^{cm} de long. La décharge passe à travers un capillaire de 1^{mm} de diamètre intérieur et de $1^{cm},5$ de long. Deux ballons latéraux de 250^{cm^3} chacun contiennent une réserve de gaz et permettent d'éviter une diminution trop rapide de la pression pendant la durée de la pose. Un système de tubulures fixées à l'appareil contient du permanganate de potassium et de l'anhydride phosphorique. Après avoir été soigneusement vidé, l'appareil est

(1) J. C. Mc Lennan et J. H. Mc Leod, *Proceedings Royal Society London*, **115**, 1927, p. 515; J. Kaplan, *Physical Review*, **33**, 1929, p. 154; *ibid.*, **49**, 1936, p. 67; *Nature*, **149**, 1942, p. 273; K. G. Emeleus, R. H. Sloane et E. B. Cathcart, *Physical Society Proceedings*, **51**, 1939, p. 978.

(2) F. Paschen, *Zeits. für Physik*, **65**, 1930, p. 1; J. J. Hopfield, *Phys. Rev.*, **37**, 1931, p. 160.

scellé; on ajoute alors une petite quantité d'oxygène en décomposant avec précaution le permanganate sous l'action de la chaleur. En général le spectre de la décharge ainsi obtenu montre la présence d'impuretés provenant de l'évacuation incomplète de l'appareil. Pour parfaire la purification de l'oxygène, on fait passer dans le tube décrit une forte décharge pendant laquelle il se produit une adsorption rapide par les parois et les électrodes de tous les gaz y compris l'oxygène. Lorsque la décharge ne passe plus, on décompose à nouveau une petite quantité de permanganate et l'on recommence la purification s'il y a lieu. Ce tube à décharge est alimenté à l'aide du circuit secondaire d'un transformateur de 10000 V (sans condensateur).

Nous avons étudié ainsi systématiquement l'évolution du spectre visible et ultraviolet dans le capillaire en faisant croître progressivement la pression par décomposition de quantités croissantes de permanganate de potassium.

Résultats. — Sous faible pression, ce sont les bandes négatives de la molécule d'oxygène qui sont les plus intenses et recouvrent en particulier la raie verte de l'aurore. Lorsque la pression atteint quelques dizaines de millimètres de mercure, l'intensité relative de ces bandes décroît fortement et l'on voit apparaître les raies interdites accompagnées du spectre habituel de OI. La raie 5577 Å est relativement forte, la raie 6300 Å est bien plus faible mais nettement visible. Ce spectre est accompagné d'un fond continu qui s'étend sur tout le spectre visible et ultraviolet étudié.

En même temps que les raies interdites dans la région visible, on voit apparaître, dans l'ultraviolet proche, un spectre d'émission intense du système de bandes de Schumann-Runge dû à la transition $B^3\Sigma \rightarrow X^3\Sigma$ signalé précédemment par Wulf et Melvin (3). En dehors des bandes connues (4), on peut déceler les bandes

(0,4) 2331 Å	(0,6) (2478) Å	(0,8) 2662 Å	(0,10) (2871) Å	(1,11) 2924 Å
(0,5) 2391	(0,7) 2567	(0,9) 2763	(1,10) 2814	(0,11) 2984

Lorsque la pression s'accroît encore, l'intensité relative des raies interdites et du système de Schumann-Runge décroît progressivement; la structure s'efface et le spectre continu finit par dominer.

MAGNÉTOOPTIQUE. — *Sur des phénomènes présentant des caractères intermédiaires entre ceux de la résonance optique et ceux de la diffusion de Rayleigh.* Note de M. **Robert Lennuier**.

I. La vapeur de mercure contenue, sous très faible pression, dans un tube de quartz T, est éclairée par un arc au mercure fonctionnant à température peu

(3) *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 690.
(4) Voir par exemple Jevons, *Band-Spectra of diatomic molecules*, Cambridge, 1932, p. 294.

élevée et émettant fortement la raie de résonance 2537 Å. Celle-ci est réémise par la vapeur du tube T, à l'exclusion de toute autre radiation; nous avons vérifié par analyse interférentielle que la raie excitatrice et la raie réémise ont une largeur spectrale du même ordre ($8,0 \pm 0,5 . 10^{-2}$ Å) occupée, comme on sait, par cinq composantes hyperfines. La lumière réémise par T est observée suivant une direction Oy à 90° du faisceau incident Ox; un prisme biréfringent sépare et permet de mesurer les deux composantes orthogonales de la vibration réémise, parallèle et perpendiculaire au plan xOy, et dont i et I désignent les intensités respectives. Un champ magnétique uniforme H parallèle à Oy est appliqué à la vapeur de T; il est produit, pour une contribution de 3 gauss, par une paire d'aimants disposés de manière à corriger le champ terrestre; une paire de bobines de Helmholtz d'axe Oy permet d'obtenir les valeurs supérieures de H jusqu'à 200 gauss. Le champ reste donc toujours trop faible pour produire une séparation sensible des composantes Zeeman de la raie émise; mais il a sur celle-ci une action dépolarisante qu'on peut considérer comme due à un mouvement de précession effectué, autour de Oy, par les atmosphères électroniques anisotropes des atomes excités de la vapeur. La dépolarisation $\rho = i/I$ du rayonnement qu'elle émet suivant Oy est alors une fonction croissante du produit $H\tau$ de l'intensité du champ par la durée de vie moyenne des atomes excités. Plus précisément, on a, en première approximation,

$$(1) \qquad P = \frac{I - i}{I + i} = \frac{P_0}{1 + \left(\frac{e}{m} g H \tau\right)^2},$$

où $g = 3/2$, $\tau = 1,14 . 10^{-7}$ sec (¹), $P_0 = 0,65$ (²) lorsque l'influence des chocs devient négligeable [valeur tenant compte (³) du fait que les résultats qui seront donnés ont été obtenus en lumière excitatrice non polarisée]. On en déduit que, pour H = 3 gauss, le rayonnement de résonance est totalement dépolarisé.

Une cuve auxiliaire en quartz C, de 10^{cm} de longueur, contenant également de la vapeur de mercure sous pression variable, peut être interposée soit sur Ox, soit sur Oy; elle absorbe alors, dans le rayonnement qui la traverse, d'étroites bandes spectrales qui entourent le centre de chaque composante hyperfine, et dont la largeur croît avec la pression de la vapeur qu'elle contient.

1° *La pression dans le tube* T *étant maintenue fixe* à $9 . 10^{-4}$ mm (température 15°C.), la mesure de ρ dans les diverses conditions suivantes nous a donné :

a. Cuve C non interposée; H = 3 gauss : $\rho = 0,85$.

b. Cuve C interposée *sur le faisceau incident* Ox; H = 3 gauss :

(¹) LADENBURG et WOLFSOHN, *Zeits. f. Phys.*, **63**, 1930, p. 616; **65**, 1930, p. 207.
(²) V. v. KEUSSLER, *Annalen der Phys.*, **82**, 1927, p. 793.
(³) G. BREIT, *Rev. of Modern Phys.*, **5**, 1933, p. 124.

lorsque la pression p dans C croît à partir de 10^{-4} mm, ρ diminue progressivement à partir de 0,85, et atteint des valeurs voisines de 0,20 lorsque p dépasse 10^{-2} mm;

la pression p étant maintenue fixe, à une valeur de cet ordre, une augmentation de H de 3 à 150 gauss entraîne une augmentation progressive de ρ de 0,20 à 0,80 environ.

c. Cuve C supprimée sur Ox, *interposée sur le faisceau émis* Oy; $H = 3$ gauss:

lorsque p croît à partir de 10^{-4} mm, ρ diminue progressivement à partir de 0,85, et atteint des valeurs voisines de 0,25 lorsque p dépasse 10^{-1} mm;

la pression p étant maintenue fixe à une valeur de cet ordre, une augmentation de H de 3 à 150 gauss entraîne une augmentation progressive de ρ qui atteint de nouveau des valeurs de 0,80 environ.

2° Les résultats *b* et *c* expliquent pourquoi l'expérience *a* donne une valeur $\rho = 0,85$ inférieure à celle que prédit la formule (1) : le tube T, en forme de croix, impose en effet à chacun des faisceaux Ox et Oy la traversée de $3^{cm},5$ de vapeur, produisant déjà, en partie, le même effet que la cuve C. La cuve C étant supprimée, on peut reproduire des phénomènes analogues à ceux des expériences *b* et *c* simplement par élévation progressive de la pression *p' du tube à résonance* T; mais ici, à mesure que p' croît, interviennent des chocs (action dépolarisante) et des interactions mutuelles des atomes (entraînant un élargissement des niveaux quantifiés) qui expliquent probablement l'allure compliquée des résultats, que résume le tableau ci-dessous ($H = 3$ gauss) :

p' (mm)........	4.10^{-4}	↗	4.10^{-2}	↗	10^{-1}	↗	$2,5.10^{-1}$	↗	2,5
ρ..............	0,85	↘	0,40	↗	1	↘	0,40	→	0,40

Le champ H conserve, à toute pression p', une action dépolarisante; sa suppression fait tomber ρ à des valeurs faibles, paraissant minima (0,25) vers $p' = 10^{-1}$ mm.

II. Ces résultats, que des expériences en cours nous permettront de préciser prochainement, montrent que, lorsqu'on isole des fréquences distinctes des fréquences centrales de chaque composante hyperfine, soit dans le rayonnement incident (*b*), soit dans le rayonnement réémis (*c*), on met en évidence des durées de vie des atomes excités ***inférieures*** à la durée moyenne normale, *et d'autant plus courtes que ces fréquences sont plus éloignées des centres hyperfins.*

L'influence du champ H exclut l'hypothèse de la superposition, à une résonance pure ($\tau = 1,14.10^{-7}$ sec), d'une diffusion de Rayleigh qu'on supposerait instantanée ($\tau = 0$). Ces expériences nous font probablement assister, au contraire, au passage progressif de la résonance pure à la diffusion de Rayleigh classique.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur le durcissement des solutions solides d'aluminium en phase homogène et par précipitation.* Note de M. **Paul Lacombe**, présentée par M. Léon Guillet.

J'ai montré ([1]), par rayons X, l'existence de différentes étapes au cours de la décomposition des solutions solides aluminium-magnésium et aluminium-magnésium-zinc. Dans ce travail, je me suis proposé de suivre la variation des propriétés mécaniques et en particulier de la limite élastique au cours des différents stades de la décomposition de ces solutions solides.

Pour le binaire aluminium-magnésium, j'ai montré qu'une augmentation de dureté sensible ne pouvait être constatée que pour des alliages à forte teneur en magnésium et pour des températures de revenu nettement supérieures à 100°. Les rayons X et la micrographie indiquent que cette augmentation de dureté est concomitante de l'apparition d'une seconde phase : la dureté cesse de croître dès que la précipitation est terminée ([2]). Cette augmentation de dureté est accompagnée d'un faible accroissement de la charge de rupture, mais dans aucun cas on observe une élévation de la limite élastique. Il ne s'agit donc pas du durcissement structural classique, analogue à celui observé dans le cas de la solution solide aluminium-cuivre (duralumin) ou aluminium-zinc ([3]).

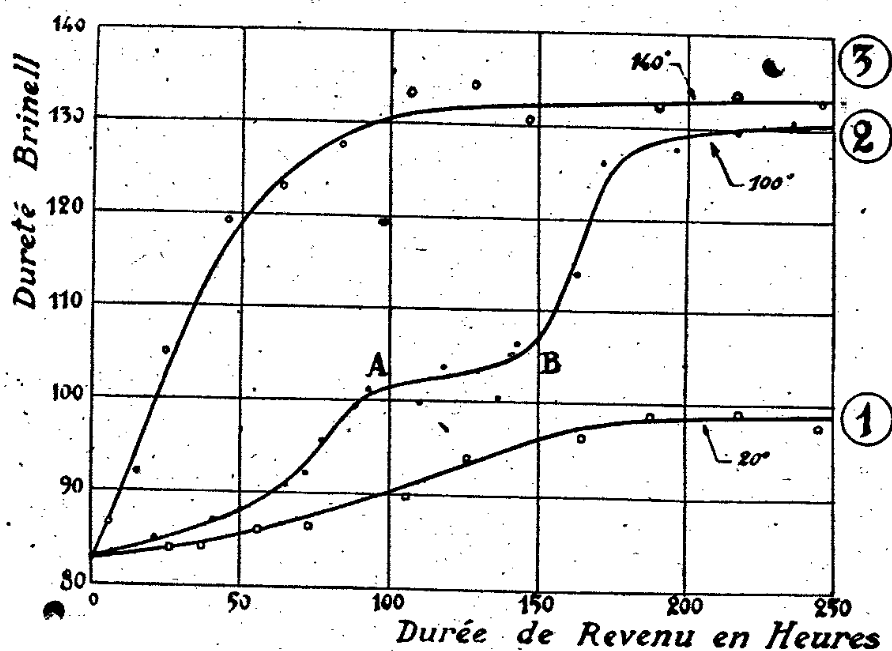


Fig. 1.

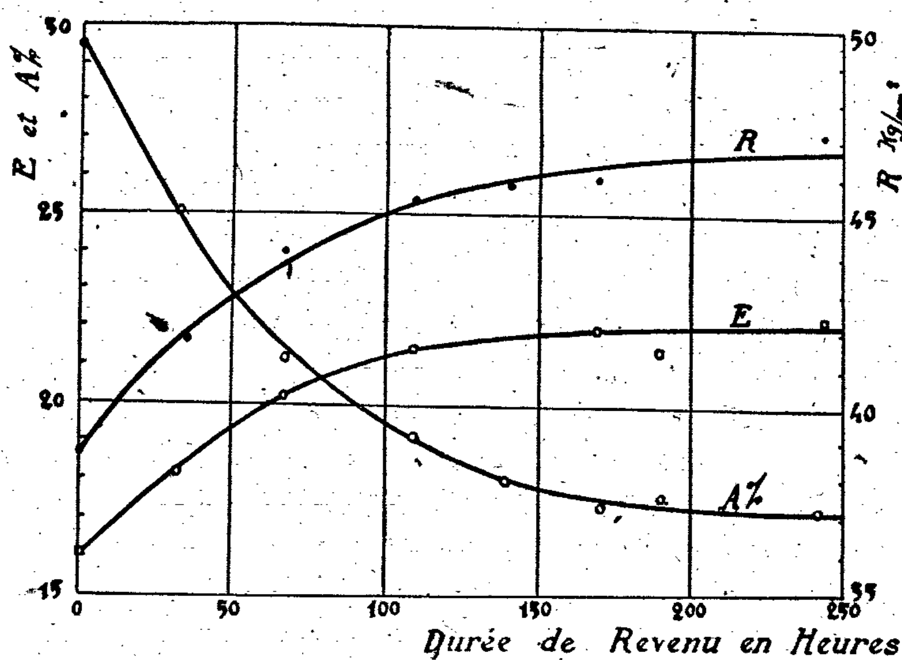


Fig. 2.

Fig. 1. — Variation de la dureté Brinell d'un alliage d'aluminium à 8 % de magnésium et 3 % de zinc au cours des revenus à 20°, 100° et 140°.

Fig. 2. — Variation de la charge de rupture R, de la limite élastique E, et de l'allongement A du même alliage à 8 % Mg et 3 % Zn, au cours de son vieillissement à 20°.

Au contraire, avec la solution solide aluminium-magnésium-zinc (alliage à 8 °/₀ Mg, 3 °/₀ Zn), on constate un accroissement de dureté, même au cours du vieillissement à 20° (*fig.* 1, courbe 1) et celui-ci s'accompagne d'une élévation

---

([1]) P. Lacombe et G. Chaudron, *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 860.

([2]) P. Lacombe et G. Chaudron, *Comptes rendus*, **209**, 1939, p. 306.

([3]) J. Hérenguel et G. Chaudron, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 687.

importante de la charge de rupture et surtout de la limite élastique (*fig.* 2). Mais, ce qui distingue encore davantage ce phénomène du précédent c'est que je n'ai pu en aucun cas déceler la moindre apparition de phase précipitée.

Si le revenu a lieu à une température supérieure à l'ambiante (100°), la variation de la dureté en fonction de la durée de revenu montre que le durcissement se produit en deux temps (*fig.* 1, courbe 2). La courbe présente une sorte de palier AB, et c'est au cours de celui-ci seulement que l'on observe la précipitation d'une seconde phase, à la fois aux contours et à l'intérieur des grains de la solution solide. La figure 3 indique la variation du paramètre cristallin de la

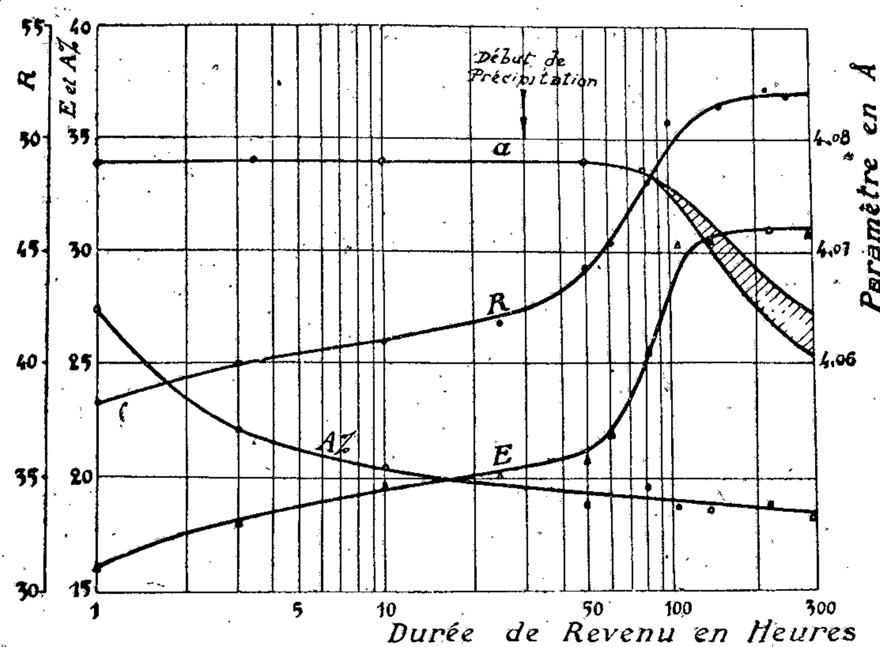


Fig. 3. — Variation du paramètre de la solution solide ternaire à 8 % Mg et 3 % Zn et de ses propriétés mécaniques R, E et A % au cours du revenu à 100°.

solution solide et de ses propriétés mécaniques en fonction du temps de revenu à la même température de 100°. Les courbes de la charge de rupture et de la limite élastique, comme celle de la dureté, subissent un nouvel accroissement dès le début de la précipitation.

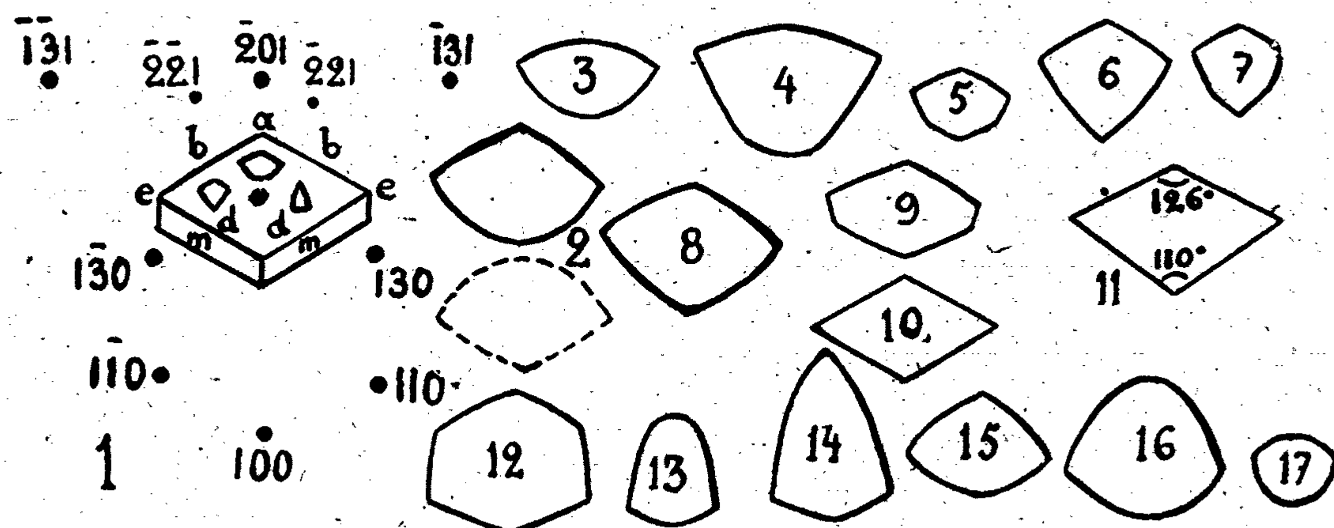
Ainsi le premier stade du durcissement se fait à la température ambiante comme à 100° en phase homogène. Il y a alors augmentation simultanée de la limite élastique et de la dureté. Dans un deuxième stade, ces dernières caractéristiques sont encore améliorées au fur et à mesure de la précipitation. Ce dernier phénomène est très important à constater, car il se produit seulement dans le cas où le durcissement avec augmentation de la limite élastique s'est au préalable produit en phase homogène.

Aux températures de revenu plus élevées (140°) (*fig.* 1, courbe 3), il se produit, comme pour la solution solide aluminium-magnésium, un durcissement progressif au fur et à mesure de la précipitation. Mais on observe encore une augmentation simultanée de la charge de rupture et de la limite élastique. Ainsi, même à cette température où la précipitation apparaît dès les premiers instants du revenu, la solution solide ternaire se distingue très nettement du binaire aluminium-magnésium dont la précipitation ne provoque pas de variation de la limite élastique.

La comparaison de ces deux alliages montre donc toute l'importance du durcissement en phase homogène qui a une répercusion même sur le durcissement ultérieur par précipitation.

MINÉRALOGIE. — *Figures de corrosion de la muscovite.* Note (1) de M. ROBERT DELAVAULT.

La solution usuelle d'acide fluorhydrique, agissant à l'ébullition et en grand excès sur la muscovite, donne une figure de corrosion élémentaire d'une remarquable constance. Cette figure, qui est essentiellement plane, peut donner lieu à des combinaisons très diverses, d'une plus ou moins grande régularité, par la superposition de figures formées dans les plans successifs et décalées l'une par rapport à l'autre, leur taille pouvant décroître à mesure que la cavité s'approfondit (2). Même lorsque ces cavités gardent un aspect symétrique, les angles de leurs parois latérales avec le plan de clivage n'ont aucune constance. Ils peuvent être en majorité du même ordre de grandeur dans la même préparation : la figure qui borde l'extérieur est plus ancienne, donc plus large que celle du fond, et la différence de taille se conserve, au cours du développement, tandis que la profondeur varie peu. Il n'y a pas constance des angles, mais régularité des défauts du cristal qui ont causé localement l'apparition des figures.



2, 11, 13, Muscovite d'Anbatofotsikely (Madagascar); 3, 4, 5, de Batizou en Lubersac (Corrèze); 6, 7, de Tsarahafatra (Madagascar); 8, de Salta (Argentine); 9, 10, 14, 15, 16, 17, de Villeneuve (Canada); 12, des rives de la Mer Blanche. Ces figures ont de $0^{mm},01$ à $0^{mm},1$. Traitement : 2, acide fluorhydrique bouillant, 2 min.; 3, acides fluosilicique et fluorhydrique à parties égales, 15 min. à 60°; 4, parties égales de glycérine et d'acide fluorhydrique saturé de muscovite, avec 5 % d'acide fluorhydrique, une demi-heure à 60°; 5, acide fluosilicique avec 1/2 % d'acide fluorhydrique, une demi-heure à 60°; 6, 1 p. acide fluorhydrique, 9 p. acide sulfurique, 5 min. à 60°; 7, 1 p. fluorure de sodium, 9 p. acide sulfurique, 30 min. à 60°; 8, 2 p. acide fluorhydrique, 1 p. fluorure de potassium, 45 min. à 100°; 9, 10, acide fluorhydrique au dixième, 30 min. à 100°; 11, bifluorure de potassium, 30 sec. à 350°; 12, parties égales de nitrate de sodium, de nitrate de potassium et de soude caustique, 15 min. à 200°; 13, parties égales de potasse et de soude caustique, 2 min. à 200°; 14, soude caustique, 1 min. et demie à 400°; 15, 16, parties égales de potasse et de soude caustique, 1 min et demie à 300°; 17, potasse caustique, 1 min. et demie à 400°.

(1) Séance du 27 décembre 1943.

(2) R. DELAVAULT, *Comptes rendus*, 215, 1944, p. 582.

Sur de beaux échantillons purs et homogènes, les figures sont pour la plupart semblables, quelques-unes seulement présentent des déformations. Sur d'autres les bords sont déchiquetés et les figures régulières sont plus ou moins rares. Mais les seuls éléments communs à toutes les figures sont ceux de la figure régulière. On est en droit de considérer les quelques figures régulières qu'ils présentent comme caractéristiques. Dans ces conditions, de très nombreux spécimens pris dans la collection du Muséum, venant de plus de cent gisements différents, ont donné la même figure élémentaire. Il faut déterminer cette figure au fort grossissement, 500 au moins, car aux faibles grossissements, des associations de figures planes régulièrement décalées semblent des figures plus allongées ou plus arrondies que la normale. L'angle supérieur peut être plus ou moins marqué. Il peut disparaître en diluant l'acide fluorhydrique dans l'acide fluosilicique (*fig.* 3).

Certaines attaques lentes donnent malaisément des figures, l'attaque d'ensemble en devançant la formation. Il est très difficile, par exemple, avec la soude concentrée à 135°, d'obtenir une figure arrondie voisine de la figure 11. Quand la température augmente, avec les alcalis, la figure s'arrondit de plus en plus (*fig.* 14, 15, 16, 17). On ne peut guère dépasser 500°, car le mica se déshydrate superficiellement, et son réseau incomplet a perdu toute résistance chimique : il est devenu superficiellement soluble dans l'acide fluorhydrique froid. Comme l'a remarqué Baumhauer, la figure permet d'orienter un fragment quelconque. Toutes les figures sont ici supposées sur la même face du même prisme, représenté selon le Mémoire de M. Ch. Mauguin ([3]). Les rayons X sont supposés tomber verticalement de haut en bas sur la muscovite, placée parallèlement à la pellicule, qui est dans le plan horizontal.

Avec la soude diluée, à température et pression élevées, G. Friedel ([4]) a obtenu une figure (voisine de la figure 12) d'angles mesurables. Les côtés des miennes n'étaient pas parfaitement rectilignes; les dimensions des figures donnent, pour 11, 126 et 110°; pour 10 (figure double dérivée de 9), 120° et 60°.

Toutes ces figures semblent bien dériver de l'hexagone fondamental du réseau. Mais leur signification reste bien confuse. Il est fort possible que les divers éléments du réactif d'attaque puissent agir avec des vitesses différentes dans les différentes directions. La soude fondue, par exemple, réagit beaucoup plus énergiquement que la potasse à la même température, mais donne une figure beaucoup moins arrondie. Les figures hexagonales fondamentales des réactifs alcalins semblent être disposées à l'inverse de celles des réactifs fluorés : il est possible que la résistance à ces deux sortes de réactifs soit localisée à deux couches différentes de la structure.

([3]) *Bull. Soc. franç. Minérale*, 51, 1928, p. 295.
([4]) *Ibid.*, 19, 1896, p. 18.

GÉOLOGIE. — *Structure géologique du versant méridional de la Montagne Noire. L'autochtone du Minervois-Saint-Ponais.* Note de M. **Bernard Gèze**, présentée par M. Charles Jacob.

A la suite de Bergeron ([1]), on distinguait dans les terrains primaires situés au Sud de l'axe métamorphique de la Montagne Noire une série de trois grandes écailles imbriquées, résultant de poussées dirigées vers le Nord. Mes observations, appuyées sur celles de M. Thoral ([2]), dans le Sud-Ouest de cette région, mais étendues depuis 1938 à l'ensemble du versant méridional, conduisent à une conception sensiblement différente.

Je crois en effet qu'il convient de distinguer successivement de l'Ouest à l'Est :

1° *la région autochtone du Minervois-Saint-Ponais;*

2° *la nappe des Monts de Pardailhan;*

3° *la région des Monts de Faugères;*

4° *les écailles de Cabrières.*

La carte et les coupes schématiques ci-contre situent ces diverses unités tectoniques.

L'autochtone du Minervois-Saint-Ponais. — Au-dessus des schistes sériciteux de la bordure méridionale du massif de Nore (Montagne Noire, *sens. str.*), vient en concordance apparente, mais avec une discontinuité tectonique possible (M. Thoral), le complexe schisto-gréseux du Géorgien inférieur. Les calcaires du Géorgien supérieur dessinent ensuite deux axes synclinaux (de Fournes au Nord, de Villanière-Citou au Sud) et plongent enfin vers le Sud, suivis par les schistes et grès de l'Acadien, du Potsdamien et de l'Ordovicien inférieur, en une bande régulière, de direction OSO-ENE, que recouvrent partiellement les formations tertiaires transgressives.

Sur cette *unité inférieure, plissée en premier lieu lors de la phase taconique de l'orogénèse calédonienne,* se sont déposés des schistes et grès du Caradoc et des calcschistes probablement gothlandiens qui passent, soit en continuité, soit avec une légère discontinuité (phase ardennaise ?) à une puissante série calcaire gothlando-dévonienne. Cette série est actuellement conservée dans deux synclinaux hercyniens principaux : synclinal du Roc de l'Aigle au Nord, avec sa digitation occidentale du synclinal des Ilhes; synclinal de Caunes-Minervois au Sud. Le flanc sud de ces synclinaux est fréquemment étiré ou rompu et chevauché par les formations du substratum poussées vers le Nord. *L'ensemble aboutit ainsi à un style tectonique imbriqué.*

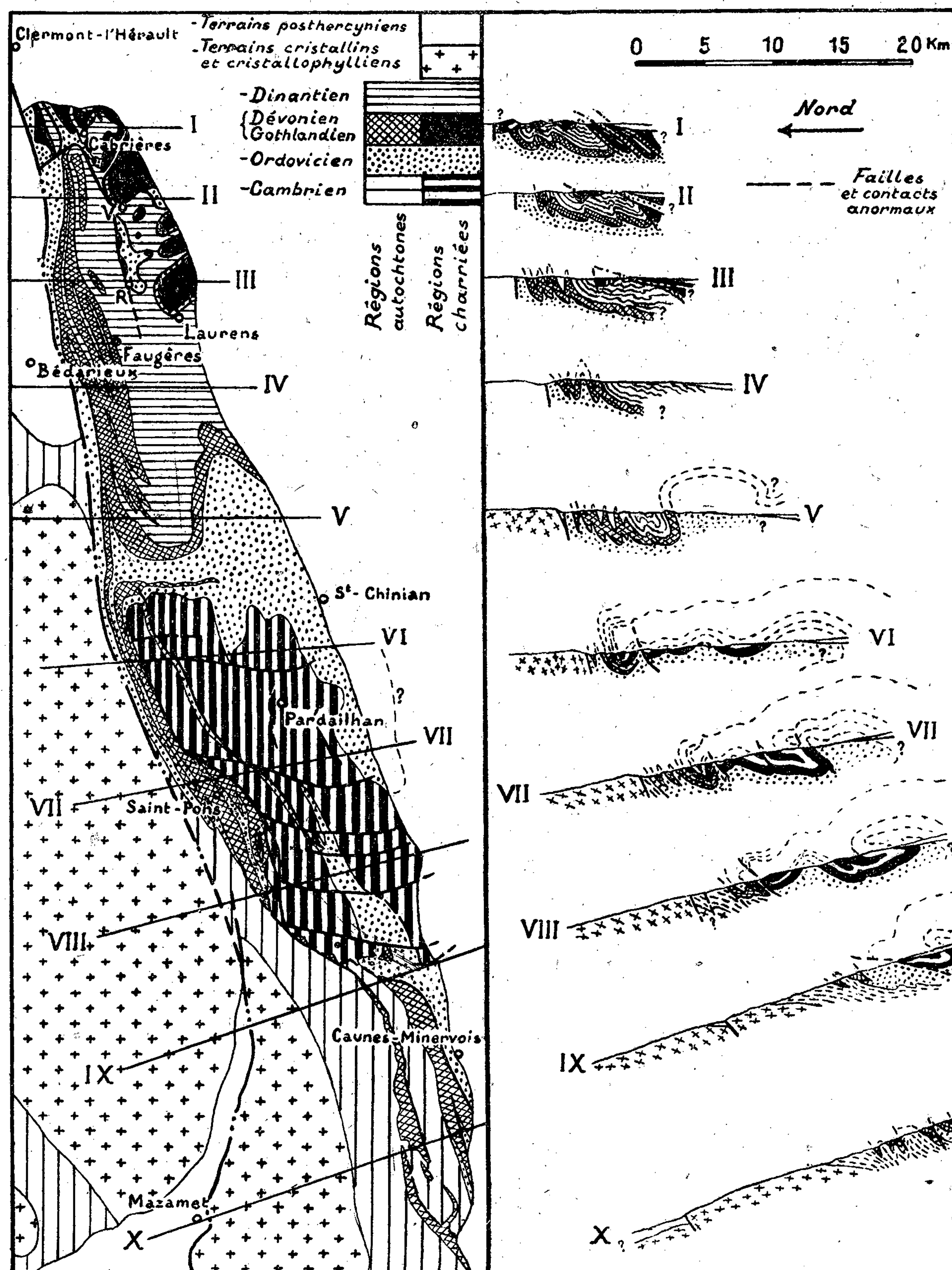
Vers le Nord-Est du Minervois, l'affleurement des terrains gothlando-dévoniens se réduit considérablement. On les distingue seulement d'une façon

---

([1]) *Bull. Soc. géol. Fr.*, 3e série, 27, 1899, pp. 617-678; 4e série, 4, 1904, pp. 180-194.

([2]) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 211; *C. R. Coll. Serv. Carte géol. Fr.*, 42, 203, 1940, pp. 131-136.

discontinue dans une zone écrasée, depuis Masnaguine jusqu'aux Verreries-de-Moussans. Les formations cambriennes, souvent mylonitisées, qui les recouvrent sur une profondeur au moins égale à 1500^m (Fenêtre de la Source de la

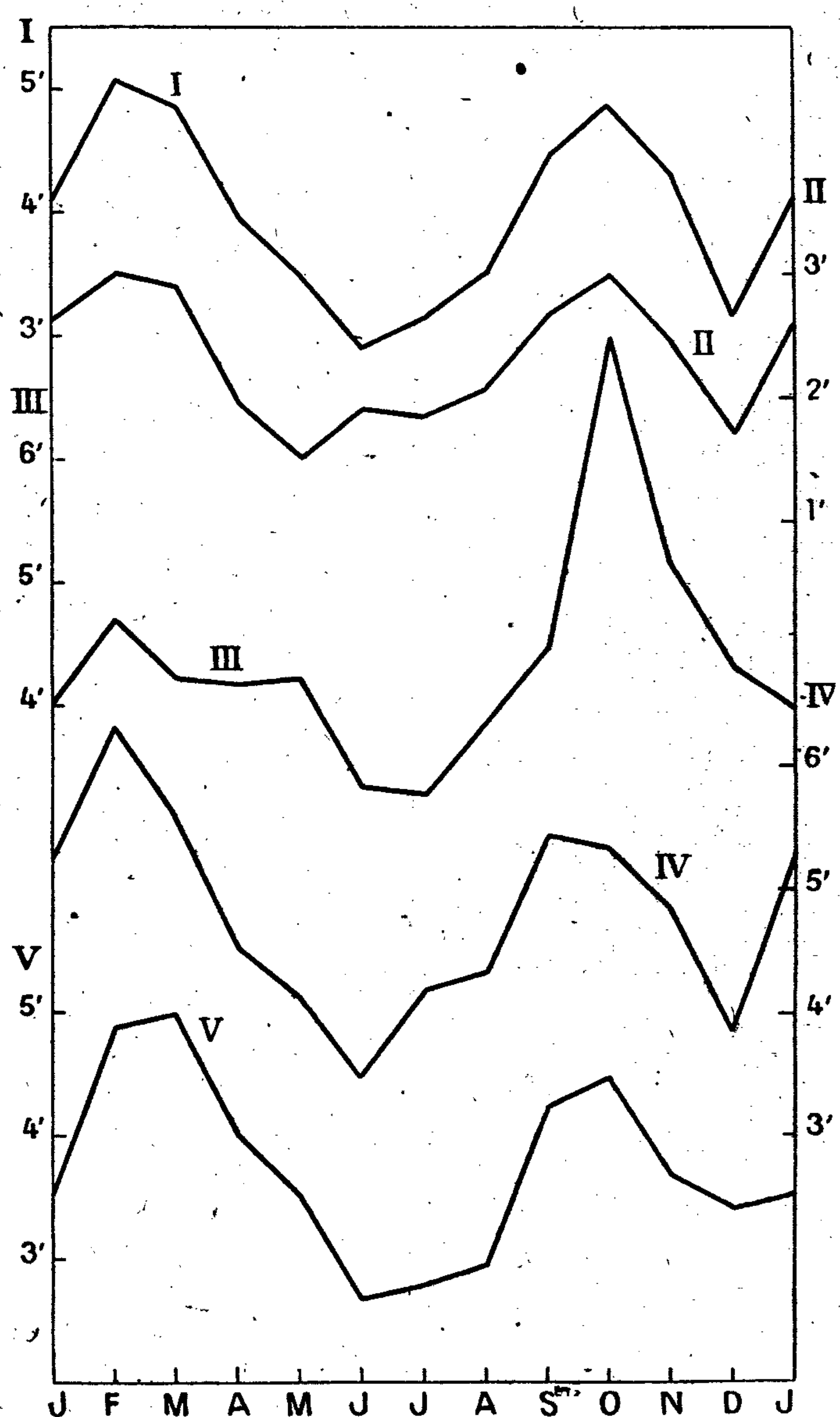


Cesse, près de Ferrals), paraissent appartenir déjà pour la plupart à la nappe des Monts de Pardailhan, ainsi que des témoins (signal du Saint-Bauzille) situés plus au NE vers Saint-Pons. Enfin, le long de la vallée du Jaur, deux ou trois synclinaux gothlando-dévoniens se développent à nouveau sur un

substratum de schistes de l'Ordovicien inférieur vers le Nord, avec intercalation de grès du Caradoc vers le Sud. Le synclinal méridional est toujours partiellement engagé sous la nappe des Monts de Pardailhan, tandis que le synclinal septentrional se relie vers Tarassac à l'autochtone du Nord des Monts de Faugères.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *La variation annuelle des perturbations de la déclinaison magnétique à Lyon et ses relations avec l'activité solaire.* Note de MM. **Jean Dufay** et **Philippe Flajolet**, présentée par M. Charles Fabry.

1. Nous étudions la variation annuelle de l'agitation magnétique à Saint-Genis-Laval en considérant les moyennes mensuelles de l'amplitude des perturbations de la déclinaison, exprimées en minutes d'arc. Les courbes I de la figure ci-dessous, tracées à partir de 50 années d'observation (1884-1933), sont



tout à fait semblables à celles publiées par Brazier (¹) et par Maurain (²) dans le cas de l'agitation magnétique à Paris.

(¹) *Annales de l'Institut de Physique du Globe de l'Université de Paris*, **2**, 1924, p. 98.
(²) *Ibid.*, 5, 1927, p. 86.

L'allure générale de la variation s'explique aisément si les perturbations sont provoquées par des jets dirigés, émis par le Soleil au voisinage des taches. Comme il se trouve, de part et d'autre de l'équateur solaire, une zone de quelques degrés de latitude qui n'est jamais tachée, on prévoit, dans cette hypothèse, l'observation de deux minima annuels, au moment où la Terre passe dans le plan de l'équateur solaire (5 juin, 6 décembre) et de deux maxima, quand la Terre atteint sa plus grande latitude héliographique positive ou négative ($+ 7^\circ,25$ le 6 mars, $- 7^\circ,25$ le 8 septembre).

Mais, sur toutes les courbes moyennes, tracées à l'aide d'assez longues séries d'observation, le maximum d'automne se produit bien après la date ainsi prévue. Selon Maurain ([2]), les maxima se placent à Paris les 7-8 mars et 7-8 octobre. Une analyse détaillée des enregistrements de Lyon nous conduit à des dates très voisines : 11 mars et 6-7 octobre. Comme le décalage a été observé dans le même sens à Bombay et à Batavia ([3]), il ne peut être attribué à l'action de facteurs météorologiques.

2. Maurain ([2]) a signalé que les deux maxima se produisaient plus tard dans les années qui suivent le minimum des taches solaires. Kostitzin ([3]) a retrouvé le même fait en discutant à nouveau les observations de Paris, et il a montré en outre que le maximum de printemps se trouvait décalé vers le mois de février dans les années qui suivent le maximum des taches. Dans le premier cas, le maximum le plus important est celui d'automne, dans le second cas, c'est le maximum de printemps.

Pour chercher à contrôler les résultats précédents (établis en dénombrant les jours d'agitation magnétique plus ou moins grande), nous avons partagé les 50 années d'observation de Lyon en quatre catégories et tracé quatre nouveaux graphiques de variation annuelle reproduits ci-contre. Les courbes II concernent les années suivant immédiatement le minimum des taches, qui correspondent en moyenne à la plus faible agitation magnétique ([4]) (4 années); les courbes III concernent la phase ascendante de l'activité solaire (9 années); les courbes IV le début de la phase descendante, comprenant l'année du maximum des taches et les trois suivantes (18 années); enfin les courbes V se rapportent à la fin de la phase descendante, y compris le minimum des taches (19 années). On voit que nos courbes confirment l'existence de toutes les particularités signalées par Kostitzin et permettent de préciser numériquement leur importance.

3. Quand l'activité solaire va en croissant, son augmentation au cours de l'année explique, comme l'a indiqué Kostitzin, le retard du maximum d'automne et son amplitude prépondérante. Pendant la phase décroissante, au contraire, la diminution de l'activité solaire tend à déplacer les maxima en sens inverse et le maximum de printemps devient le plus important.

([3]) V. A. Kostitzin, *ibid.*, 8, 1930, p. 84.
([4]) J. Dufay et Ph. Flajolet, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 46.

Mais, sur nos courbes, la dissymétrie des deux maxima est bien plus accusée pendant la phase croissante de l'activité solaire. Le fait peut être attribué aux deux causes suivantes : 1° l'activité solaire croît généralement beaucoup plus vite qu'elle ne décroît; 2° la diminution progressive de la latitude des taches, au cours du cycle, les rend de plus en plus efficaces ([4]); elle agit dans le même sens que les variations de l'activité pendant la phase croissante et en sens inverse pendant la phase décroissante.

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Altitude de l'émission de la lumière du Ciel nocturne.* Note de MM. **Paul Abadie, Étienne Vassy** et M[me] **Étienne Vassy**, présentée par M. Charles Fabry.

Nous avons exposé ([1]) sommairement les mesures que nous avons effectuées à l'Observatoire du Pic du Midi en août et septembre 1943. Les résultats se classent en deux groupes : courbes normales et courbes anormales correspondant à une activité aurorale.

Notre but était de rechercher l'altitude à laquelle sont émises les radiations verte (5577 Å) et rouges (6300-6550 Å) du Ciel nocturne. Cette étude ne peut se faire que sur les courbes normales car, les lueurs aurorales étant généralement localisées (sauf le 31 août), elles introduisent des perturbations dans les courbes obtenues, perturbations dont il est à peu près impossible de faire la part; de plus il n'est pas certain que ces manifestations aurorales soient le même phénomène que l'émission normale du Ciel nocturne.

Nous avons donc calculé la courbe moyenne correspondant aux courbes normales; elles sont à très peu près identiques pour la radiation verte et pour la région rouge; mais la dispersion est plus grande pour la raie verte plus affectée par l'activité aurorale. Insistons sur le fait que, pour la région rouge, chacune des courbes individuelles a même allure que la courbe moyenne et que les maxima ne s'écartent pas de plus de 15 % de la valeur du maximum moyen. Cette moyenne a donc bien un sens physique.

Pour rechercher, d'après cette courbe, l'altitude de l'émission, il fallait faire une hypothèse, et calculer à partir de cette hypothèse la courbe $I/I_{\text{zénith}}$ en fonction de la distance zénithale z.

Nous avons d'abord supposé que l'émission avait lieu dans une couche mince d'épaisseur e négligeable devant l'altitude h; le calcul est simple; si l'on appelle A_0 le coefficient d'absorption correspondant à toute l'atmosphère au-dessus du lieu d'observation traversée suivant la verticale, et m la masse d'air pour la distance zénithale, on obtient, après quelques approximations

([1]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 610.

classiques,

$$\frac{I}{I_{\text{zénith}}} = \frac{10^{A_0(1-m)}}{\sqrt{1-\left(1-\frac{2h}{R}\right)\sin^2 z}},$$

R étant le rayon de la Terre.

Nous avons pris pour A_0 la valeur 0,02822, calculée d'après nos mesures d'absorption atmosphérique ([2]).

On peut alors, en prenant h pour paramètre, construire un réseau de courbes et voir laquelle de ces courbes s'identifie avec la courbe expérimentale. On a fait varier h entre 25 et 1000^{km}, qui est la limite supérieure de l'atmosphère. On dispose de quatre éléments pour faire cette identification : la pente au début de la courbe, les coordonnées du maximum et la pente à la fin de la courbe entre 82 et 85° de distance zénithale. Il est impossible de trouver une courbe du réseau qui s'identifie avec la courbe expérimentale; toutes les courbes ont un maximum trop aigu; de plus chacun des critères énumérés fournirait une altitude complètement différente des trois autres.

Nous avons alors cherché à voir si un phénomène supplémentaire ne venait pas s'ajouter dans nos hypothèses et nous avons pensé, bien que ce phénomène soit peu probable, à une absorption de la radiation à l'intérieur de la couche; si l'on appelle kl le coefficient de cette auto-absorption pour l'épaisseur totale de la couche observée suivant la verticale, la formule devient

$$\frac{I}{I_{\text{zénith}}} = \frac{10^{A_0(1-m)}(1-10^{-kl\sec\alpha})}{1-10^{-kl}} \quad \text{avec} \quad \sec\alpha = \frac{1}{\sqrt{1-\left(1-\frac{2h}{R}\right)\sin^2 z}}.$$

Même pour des coefficients kl très grands, l'allure des courbes est tout aussi différente de la courbe expérimentale que sans auto-absorption.

Si l'on envisage le cas où le coefficient A_0 serait plus grand que la valeur adoptée, on ne retrouve pas mieux la forme cherchée.

L'hypothèse d'une couche mince est donc absolument à rejeter pour l'interprétation de nos résultats.

Nous avons alors envisagé le cas d'une couche épaisse. Il se trouve que l'intégration est facile et l'on trouve la formule

$$\frac{I}{I_{\text{zénith}}} = \frac{R \cdot 10^{A_0(1-m)}}{(h_2-h_1)\sin^2 z}\left[\sqrt{1-\left(1-\frac{2h_2}{R}\right)\sin^2 z} - \sqrt{1-\left(1-\frac{2h_1}{R}\right)\sin^2 z}\right],$$

en appelant h_1 et h_2 les altitudes des limites supérieure et inférieure de la couche. On peut alors calculer un nouveau réseau de courbes.

Bien que l'on ait supposé des couches très épaisses, on ne retrouve toujours pas le maximum très aplati de la courbe expérimentale.

([2]) A. et E. Vassy, *Journ. Phys.*, **10**, 1939, pp. 75, 403, 459.

On a supposé, également sans succès, qu'une partie de l'émission avait lieu dans l'espace interstellaire.

Il fallait faire une autre hypothèse et nous avons alors pensé à deux couches minces.

Nous avons été guidés dans le choix des altitudes par les mêmes considérations que précédemment : maximum et pentes initiale et finale. Après quelques tâtonnements, on a reconnu que les hypothèses qui donnent le meilleur accord avec la courbe expérimentale sont : une couche très élevée, située vers 900-1000^{km} et une couche basse vers 65-70^{km} au-dessus du lieu d'observation. L'accord est encore meilleur si l'on suppose que, pour le zénith, l'émission de la couche basse est légèrement plus faible que celle de la couche élevée. On a une certaine latitude pour le choix de la combinaison convenable, mais entre les limites étroites précisées ci-dessus.

Bien entendu ces résultats ne sont valables que pour la latitude et la date auxquelles ils ont été obtenus. Nous nous proposons de faire des observations systématiques au cours de l'année et, lorsque ce sera possible, à différentes latitudes.

PALÉOBOTANIQUE. — *Tourbières et histoire forestière flandrienne en Berry et en Marche*. Note de M. **Georges Dubois**, Mme **Camille Dubois** et M. **Nicolas Théobald**.

Nous groupons ici les résultats de l'étude de 7 tourbières des confins du Bassin parisien et du Massif central (Berry et Marche).

A. *Tourbières de la Champagne berrichonne* (département de l'Indre, altitudes 125 à 150^{m}), dans les vallées du calcaire jurassique de Villegongis (vallée de la Trégonce), de la Prêle à Saint-Georges-sur-Arnon, de Salle à Châteauroux (vallée de l'Indre), de Claise à Neuillay-les-Bois (vallée de la Claise), toutes de type bas. Leur tourbe roselière ou hypno-caricière, souvent chargée d'alluvions sableuses, est épaisse de 0,50 à 1^{m},50, sauf à Villegongis où elle atteint environ 3^{m}.

L'histoire forestière flandrienne qui ressort de l'analyse pollinique de la tourbe est nette à Villegongis et se développe comme suit :

1° Pin (type *montana*) exclusif (dans les alluvions sableuses de base). Puis apparition de Chêne, Pin silvestre, Aulne, Coudrier; maximum de fréquence pollinique dû aux Pins (*Subarctique* et *Préboréal*).

2° Pin (type *montana*) dominant, avec poussée de Coudrier, croissance du Chêne (*Préboréal* ou *Boréal*).

3° Chêne et Pin (type *montana*), l'un ou l'autre prépondérant selon les points. En outre Tilleul, Hêtre, Sapin rare et sporadique, deuxième poussée du Coudrier (*Atlantique*).

4° Ce même fond forestier de Chêne et de Pin continue à régner jusqu'au sommet de la tourbe (*Atlantique*, *Subboréal* et *Subatlantique*). La distinction

silvatique de ces trois subdivisions du Flandrien est assez malaisée; toutefois les deux dernières sont marquées par quelques bouffées nettes de Sapin et de Hêtre. Un appauvrissement pollinique considérable au voisinage de la surface traduit une déforestation sensible au *Subatlantique*.

Dans les autres tourbières de la Champagne berrichonne, plus récemment installées, il n'a été enregistré polliniquement que la partie plus ou moins tardive de cette histoire.

B. *Tourbières de bordure Nord-Ouest de la Marche* (altitudes 175 à 250^{m}) : du Rossignol à Chaillac (Indre) sur marnes triasiques elles-mêmes sur schisto-cristallin, de Passebonneau à La Châtre-Langlin (Indre) sur schisto-cristallin, toutes deux du bassin de l'Anglin, des Chaillots-Burets à Mailhac-sur-Bénaize (Haute-Vienne) sur schisto-cristallin, toutes de type haut, plus ou moins bombées, édifiées par les Sphaignes, Linaigrettes et Bruyères (sauf en certains points à La Châtre-Langlin, où s'est constituée une tourbe hypno-caricière et forestière à Aulnes).

Après le *Boréal*, marqué par la prépondérance du Pin (type *montana*) et la poussée du Coudrier, l'histoire forestière est dominée par l'Aulne, dont l'exubérance pollinique dans la tourbe est probablement due à la présence de l'aulnaie sur les tourbières mêmes ou à leurs abords immédiats. Abstraction faite de cet arbre, la forêt est constituée surtout de Chêne qui, plus ou moins concurrencé par le Hêtre, perdure de l'*Atlantique* à nos jours. Le Pin (type *montana*) persiste discrètement. Les autres arbres sont pauvrement représentés : Bouleau, Pin silvestre, Tilleul, Sapin très rare, Châtaignier très exceptionnel à Chaillac à 20^{cm} de profondeur.

C. *Conclusions*. — En Berry l'histoire forestière flandrienne comporte, dans ses grandes lignes, une période anté-boréale et boréale de Pin dominant, avec poussée boréale de Coudrier, puis une période atlantique, subboréale et subatlantique, de Chêne avec Pin persistant, les autres espèces, notamment le Hêtre, tenant une place ordinairement secondaire. Cette histoire est voisine de celle de la région parisienne (1).

En bordure méridionale du Berry on reconnaît la même histoire générale, en partie masquée par l'exubérance locale de l'Aulne.

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *De la nature des produits accumulés à l'intérieur des cellules de la gaine endodermique dans les feuilles des espèces du genre* Aulax *Berg*. Note de M. **Robert Lemesle**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Au cours de son étude descriptive de la feuille du genre *Aulax* Berg., Jönsson (1) avait mis en évidence, immédiatement en dedans du mésophylle

(1) G. et Mme C. Dubois, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 5e série, 7, 1937, pp. 567-586.

(1) *Acta Universitatis Lundensis*, 15, 1878-1879, p. 18.

chlorophyllien palissadique, une assise d'éléments allongés dans le sens tangentiel; il signalait, dans la cavité de tous les constituants de cette assise, la présence d'un produit brunâtre; mais il n'en déterminait pas la constitution chimique. Aucune recherche n'ayant été entreprise sur ce sujet, nous avons examiné microchimiquement le contenu des éléments de cette gaine endodermique dans les feuilles de l'*Aulax umbellata* R. Br. et de l'*Aulax pinifolia* Berg., sclérophytes répandus dans les buissons toujours verts de la Colonie du Cap.

En traitant par le perchlorure de fer des coupes de feuilles oblongues d'*Aulax umbellata* R. Br., nous voyons le contenu des cellules qui nous intéressent se colorer en noir, réaction des composés tanniques. Cette substance prend une teinte violet foncé sous l'action de l'hématoxyline Delafield; le tanin s'y trouve donc associé à un mucilage pectosique. Les réactifs appropriés nous révèlent, par ailleurs, l'absence de composés résineux, de mucilage cellulosique et de protéides. Mais le réactif de Bouchardat met en évidence la présence de nombreux grains d'amidon sphériques, creux au centre; leur diamètre atteint à peine 2^{μ}. Nous observons un contenu identique à l'intérieur de certaines cellules du parenchyme central non chlorophyllien, localisées au voisinage de la gaine fibreuse qui entoure le faisceau libéro-ligneux médian.

Les mêmes principes se retrouvent-ils dans la tige de cette espèce? Dans le but de résoudre cette question nous avons entrepris l'étude structurale de cet organe, qui n'avait été jusqu'alors l'objet d'aucune observation. La jeune tige de l'*Aulax umbellata* R. Br. se fait remarquer principalement par la forte cuticule des cellules épidermiques; cette cuticule se prolonge fréquemment en une saillie hémisphérique dont l'épaisseur atteint jusqu'à 30^{μ}. L'examen de coupes non colorées nous révèle la présence constante d'un contenu brun foncé à l'intérieur des constituants des 4-5 assises les plus internes du parenchyme cortical. Comme dans la feuille, il s'agit d'un tanin fixé sur un mucilage pectosique.

Il restait à chercher si un tel complexe se rencontre dans les mêmes tissus chez *Aulax pinifolia* Berg., espèce voisine qui se distingue par ses feuilles aciculaires. Nous voyons encore une substance brun foncé localisée à l'intérieur des constituants de la gaine endodermique, ainsi que dans plusieurs cellules de la zone de parenchyme interne de la feuille. Les examens microchimiques donnent les résultats suivants :

Perchlorure de fer	col. noire.
Hématoxyline Delafield	col. violette.
Rouge Congo	col. rouge brique.
Réaction de biuret	col. rougeâtre intense.

Le tanin se trouve associé, cette fois, à un mucilage mixte et à des protéides. Les grains d'amidon, ici, n'apparaissent pas nettement.

En examinant sans coloration préalable des coupes de jeunes tiges d'*Aulax pinifolia* Berg., nous remarquons l'existence d'un produit ochracé à l'intérieur

de tous les constituants du parenchyme cortical, ainsi que dans la cavité de nombreux éléments sclérifiés des rayons médullaires et de la moelle. Les divers réactifs utilisés nous indiquent que ce contenu est toujours constitué par un mélange de tanin, de mucilage mixte pecto-cellulosique et de protéides.

L'association de ces divers corps constitue, chez *Aulax pinifolia* Berg., un complexe rare, bien caractéristique de l'espèce et qui ne se retrouve pas chez *Aulax umbellata* R. Br.

CHIMIE VÉGÉTALE ET PHYSIOLOGIQUE. — *Composition chimique et activité vitaminique* B_2 *des graines de* Parkia africana *R. Br.* Note [1] de M. **Raoul Lecoq** et Mlle **Anne Raffy**, présentée par M. Paul Portier.

Le *Parkia africana* R. Br. (Légumineuses-Mimosées) est un grand arbre, commun dans toute la zone africaine intertropicale, du Sénégal au Mozambique. Connu sous le nom de *Houlle* (*ûl*), de *Néré* ou de *Nété*, il fournit à la consommation indigène des gousses, analogues à celles du Haricot, dont on extrait les graines et une pulpe sucrée pulvérulente. La pulpe constitue en avril-mai, à la maturité, une réserve alimentaire qui, selon la vive expression du pharmacien-colonel Laffitte, « sauve l'Afrique de la famine »; conjointement, la graine est utilisée pour la préparation d'un condiment local, avidement recherché, le *Noumbala* ou *Soumbara*. Cette graine est formée d'une enveloppe jaune brunâtre, constituée par les assises internes de la pulpe, d'un tégument noirâtre, fortement sclérifié, et d'une amande oléagineuse, composée de deux cotylédons, dont les cellules dépourvues d'amidon sont gorgées de grains d'aleurone. Caractères macroscopiques et étude histologique furent précisés déjà par L. Crété [2]; mais cet auteur ne paraît avoir retenu que l'utilisation éventuelle des graines du *Parkia africana* dans l'industrie des savons et des bougies. Nous appuyant sur les connaissances particulières de l'un de nous en ces questions [3], nous croyons devoir faire toutes réserves sur la possibilité de tels emplois industriels. Par contre, compte tenu de leur richesse en acides gras non saturés considérés comme essentiels pour la nutrition, nous pensons que les propriétés alimentaires de ces graines mériteraient d'être mieux connues, car elles pourraient fournir des amandes torréfiées décortiquées et une farine de tourteau assez comparables aux produits obtenus jusqu'ici à partir de l'arachide ou du soja.

Les graines du *P. Africana*, telles qu'elles nous sont parvenues, ont un poids moyen de $0^g,25$ et présentent en poids la composition suivante :

Enveloppe brune	14,15	37,53
Tégument noir	23,38	
Amande	62,47	

(1) Séance du 4 janvier 1944.
(2) *Thèse Doct. Pharm.* (*Univ.*), Paris, 1910.
(3) R. Lecoq, *ibid.*, 1916.

D'autre part la composition chimique, déterminée par les méthodes usuelles ([4]), donne pour 100^{g} :

	Graines entières.	Amandes.
Humidité	6,36	7,40
Cendres	4,09	3,57
Lipides	13,09	21,07
Protides (N × 6,25)	40,62	24,62
Glucides hydrolysables (exprimés en glucose)	11,42	15,15

Ces résultats, assez voisins de ceux obtenus par Crété, confirment en quelque sorte l'identité des produits étudiés. Les coupes, examinées au microscope en eau iodée, montrent également l'absence d'amidon.

D'autre part nous nous sommes proposé de rechercher l'activité vitaminique B_2 de ces graines, tant par méthode chimique que par méthode biologique.

Le dosage chimique fut pratiqué à l'aide d'une technique inspirée de A. Gourévitch ([5]). Préalablement broyées au moulin, les graines sont épuisées par l'alcool méthylique à 50 % ; le produit de l'extraction est ensuite agité avec du chloroforme, puis traité par le permanganate de potassium en milieu acétique et l'eau oxygénée. La solution méthylique, examinée en lumière ultraviolette, présente alors une fluorescence bleuâtre sans teinte apparente. Examinée au photomètre de Pulfrich, comparativement à une solution étalon de riboflavine synthétique pure, on compte approximativement 0^{g},1 de riboflavine par gramme; mais étant donnée la différence des teintes, ces résultats restent douteux. La présence de substances provenant de l'enveloppe ou du tégument pouvant entraver la réaction, un nouveau dosage fut pratiqué sur les graines préalablement décortiquées, mais le résultat obtenu dans ces conditions fut aussi défectueux.

La méthode biologique mise en œuvre utilisait de jeunes rats de 30 à 40^{g}, recevant chaque jour 10^{g} du régime Randoin-Raffy-Aguirrezabala ([6]), soit pur (témoins en avitaminose B_2), soit additionné de 10$^{\gamma}$ de riboflarine pure ou de 10 et 20 % de graines de *Parkia africana*, préalablement broyées au moulin. La mort des sujets, dans le premier cas, survenait après faible croissance, puis chute de poids, entre le 20e et le 30e jour; de bonnes croissances s'observaient dans tous les autres cas, et l'augmentation de poids atteignait en moyenne 20 à 35^{g} dans les deuxième et troisième cas, et jusqu'à 40 et 55^{g} dans le quatrième.

Il semble que 1^{g} de Néré ait biologiquement une activité vitaminique B_2

([4]) M. Leprince et R. Lecoq, *Guide pratique d'analyses alimentaires*, Paris, 2e édition, 1930.

([5]) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 19, 1937, p. 125; M. Fontaine et A. Raffy, *Actualités scientifiques et industrielles*, n° 871, Paris, 1940.

([6]) L. Randoin, A. Raffy et J. Aguirrezabala, *C. R. Soc. Biol.*, 126, 1937, p. 872.

égale à celle de 10γ de riboflavine pure, résultat très voisin de celui qui fut trouvé pour le germe de Blé ([7]).

Conclusions. — Les graines de *Parkia africana* R. Br. renferment une amande huileuse (riche en acides gras non saturés) comestible, dépourvue d'amidon et se rapprochant par ses caractères de l'Arachide et du Soja.

Ces graines apparaissent douées d'une activité vitaminique B_2 élevée, sensiblement égale à celle du germe de Blé.

Toutefois, de même et plus encore que dans le germe, l'activité mesurée par la méthode biologique se révèle très supérieure à la richesse en vitamine B_2 trouvée par la méthode chimique; cette différence est due vraisemblablement à la présence de facteurs de croissance autres que la riboflavine, mais ayant une action physiologique très comparable.

PARASITOLOGIE. — *Infestation expérimentale*, per os, *de Réduvidés tropicaux suceurs de sang* (*Triatomes*), *par des Flagellés parasites d'un Hémiptère banal paléarctique*, *non hémophage*, Pyrrhocoris apterus. Note de MM. **Jacques Colas-Belcour** et **Pierre Nicolle**, présentée par M. Émile Roubaud.

Les Flagellés trypanosomides parasites du sang des Vertébrés dérivent-ils des Flagellés (*Leptomonas*, *Strigomonas*, *Herpetomonas* etc.) rencontrés fréquemment chez des Invertébrés non suceurs de sang (Mouches, Punaises des Plantes ou carnassières)? Nous apportons à ce débat déjà ancien et très controversé une donnée expérimentale nouvelle : la possibilité pour des Flagellés parasitant l'intestin d'un Hémiptère phytophage banal de nos régions, de s'adapter au tube digestif d'Insectes piqueurs et strictement suceurs du sang des Vertébrés.

Signalé pour la première fois par L. Léger et O. Duboscq ([1]) chez l'Hémiptère phytophage *Pyrrhocoris apterus*, le *Leptomonas pyrrhocoris* Zotta est un parasite fréquent de l'intestin postérieur de cet Insecte, mais, dans certains cas d'infestation massive, il envahit même son cœlome et ses glandes salivaires ([2]). Zotta a montré que ce Flagellé était doué d'un certain pouvoir pathogène lorsqu'il est inoculé dans la cavité générale d'Insectes appartenant à divers ordres. Il restait toutefois à effectuer l'infestation d'Insectes suceurs de sang, d'une part, et, d'autre part, de chercher si celle-ci était réalisable par la voie orale. Zotta lui-même avait admis qu'on ne pourrait « parler d'une adaptation véritable et définitive du *L. pyrrhocoris* » chez ses nouveaux hôtes, qu'après avoir réussi l'infestation *per os* ([3]).

([7]) R. Lecoq et A. Raffy, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 129.

([1]) *Arch. Zool. Expér.*, 5e série, 5, 1910, p. 233.

([2]) *Ann. Sc. Univ. Jassy*, 7, 1912, p. 210.

([3]) *C. R. Soc. Biol.*, 85, 1921, p. 135; *Ann. Sc. Univ. Jassy*, 12, 1923, p. 35.

Nous avons pu effectuer, en un seul temps, les deux parties de ce programme en utilisant le thermotropisme alimentaire du Réduvidé hémophage *Triatoma infestans* Klug (¹).

Les Flagellés, dans leur nouvel hôte expérimental, sont localisés dans la partie terminale de l'intestin postérieur et se présentent surtout sous la forme aciculée, très mobile. Ils y persistent et y pullulent, même après de nouveaux repas de sang et les mues qui ont suivi ceux-ci, enfin, malgré un jeûne prolongé. De plus nous avons obtenu, jusqu'ici, par la même méthode, quatre passages du *Leptomonas*, de Triatome à Triatome, sans observer une diminution notable de son pouvoir de multiplication chez l'Insecte.

Malgré la présence des Flagellés dans les déjections fraîchement émises par les Triatomes après leur repas de sang, deux expériences de transmission par le contact d'individus infectés avec des individus sains ont été négatives.

Il nous paraît important de souligner que *Leptomonas pyrrhocoris* s'est ainsi adapté facilement au tube digestif d'hôtes strictement hémophages, alors qu'il provient d'un Hémiptère réputé phytophage. Le changement radical du régime alimentaire de l'hôte invertébré n'a donc pas modifié le pouvoir de multiplication du parasite. Cette constatation conduit à se demander si le passage du Flagellé d'un Insecte phytophage à un suceur de sang ne constituerait pas le premier échelon vers l'adaptation de ce Flagellé au parasitisme chez les Vertébrés hôtes nourriciers de cet Arthropode.

La séance est levée à 16ʰ.

A. Lx.

(¹) P. Nicolle, *Bull. Soc. Path. Exot.*, 34, 1941, p. 179.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 31 JANVIER 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Notice nécrologique sur HENRI BUISSON, par M. **CHARLES FABRY.**

HENRI BUISSON, Professeur à la Faculté des Sciences de Marseille, Correspondant de l'Académie pour la Section de Physique générale, est mort à Marseille le 6 janvier 1944 après une courte maladie. Son existence, pendant un demi-siècle, a été tout entière consacrée à la recherche scientifique et à l'enseignement.

Né à Paris le 15 juillet 1873, il entra à l'École normale supérieure en 1893 et en sortit trois ans après Agrégé de Physique. Nommé Agrégé Préparateur à cette École, il y fit un travail important qu'il présenta comme Thèse de doctorat, *Sur une modification des surfaces métalliques sous l'influence de la lumière*, modification qui se manifeste par des effets très divers, tels que la *fatigue* du métal dans son aptitude à l'émission des charges négatives (effet photoélectrique), la variation de la différence de potentiel apparente entre la surface étudiée et celle d'un métal non modifié, le changement, de certaines propriétés chimiques, telles que l'aptitude de la surface à fixer de la vapeur d'iode.

En 1901, Buisson est nommé Chef des travaux à la Faculté des Sciences de Marseille; très peu de temps après il y devient Maître de Conférences, et plus tard Professeur titulaire. Venu à Marseille par le hasard d'une nomination universitaire, il devait y rester jusqu'à sa mort, pendant 43 ans.

Dès son arrivée à Marseille, il fait connaître, avec Macé de Lépinay, une ingénieuse méthode pour mesurer à la fois l'indice de réfraction et l'épaisseur d'une lame transparente au moyen de phénomènes d'interférence. Par la mesure des dimensions de cubes de quartz, les deux physiciens se proposent de déterminer la valeur exacte de la masse du décimètre cube d'eau, donnée fondamentale de notre système de mesures. La mort de Macé de Lépinay oblige Buisson à terminer seul ce travail, tandis que René Benoit, alors Directeur du Bureau International des Poids et Mesures, s'occupe des pesées hydrostatiques nécessaires pour le même travail. Le résultat de ces mesures

est que la masse du décimètre cube d'eau à 4° est inférieure de 27^{mg} à celle du kilogramme. C'est exactement la valeur qui a été adoptée comme la plus probable pour cette donnée fondamentale de la métrologie.

A partir de 1906, Buisson a entrepris, avec l'auteur de cette Notice, une longue série de recherches et de mesures basées sur l'emploi des interférences produites par des lames argentées. Des mesures de longueurs d'onde dans le spectre du fer ont conduit à un ensemble de repères exempts des erreurs systématiques qui existaient dans les tables de Rowland; après répétition de ces mesures par la même méthode dans plusieurs laboratoires étrangers, leur résultat a été universellement adopté comme *système international* des longeurs d'onde.

Des études sur la largeur des raies spectrales ont conduit à ce résultat intéressant, qui vérifie la théorie cinétique des gaz, que l'on rend plus fines les raies d'émission en refroidissant, dans l'air liquide, la source de lumière; en opérant sur un tube contenant du krypton, on a obtenu la source la plus parfaite de lumière monochromatique.

Divers problèmes d'astrophysique ont pu être abordés par les mêmes méthodes, en particulier ceux qui comportent des mesures de très petits écarts de longeurs d'onde. C'est ainsi que les petits écarts de longueur d'onde, signalés depuis longtemps entre les raies de l'arc électrique et celles du spectre solaire, ont pu être mesurés avec précision; les résultats incohérents trouvés autrefois ont été expliqués par des particularités de l'arc et non du Soleil, et finalement les écarts ont été ramenés à être tous de même sens. L'avènement de la théorie de la Relativité est venu donner à ces mesures une grande importance; elles constituent une vérification avant la lettre de cette théorie, et la plupart des recherches faites sur la même question utilisent les méthodes que Buisson a contribué à créer.

Il faut citer aussi, par les mêmes méthodes, une étude sur le spectre de la nébuleuse d'Orion, et une vérification directe très simple du principe de Doppler-Fizeau.

Comme produits accessoires de ces recherches spectroscopiques, il faut citer un certain nombre de résultats nouveaux sur les propriétés de l'arc électrique entre métaux, et la publication d'une carte du spectre du fer qui est entre les mains de tous les spectroscopistes.

Dans la question de la mesure de l'intensité des radiations, Buisson, en collaboration avec le même auteur, a apporté une contribution étendue, qui a porté sur presque toutes les méthodes de mesure : découverte d'une méthode de mesure énergétique par absorption; mesures visuelles (description d'un nouveau photomètre sans écran diffusant); méthodes photographiques. Cette dernière méthode a été utilisée à l'étude de l'absorption atmosphérique dans l'ultraviolet, et a conduit à l'explication définitive de la limitation du spectre solaire du côté des petites longueurs d'onde ainsi que la découverte de l'ozone

de la haute atmosphère. On sait que cette question a donné lieu à de très nombreuses recherches et a pris une grande importance dans la Physique de l'atmosphère.

Après que son Collègue eut quitté Marseille, Buisson continua ses recherches dans les mêmes directions. Il a étudié les propriétés de diverses sources lumineuses, en particulier celles du tube au néon, mettant en évidence le renversement spontané de la plupart des raies de ce gaz. Dans le domaine de la Photométrie, il a déterminé, d'une manière précise, la limite extrême de la sensibilité de l'œil aux radiations lumineuses. Il montre que, si nous ne voyons pas à l'œil nu les étoiles plus faibles que celles de la 6e grandeur, ce n'est pas à cause du manque de sensibilité de l'œil, mais parce que le fond du ciel est trop brillant; sur un ciel complètement sombre, on verrait les étoiles jusqu'à la 8e grandeur.

Continuant les recherches sur l'ozone atmosphérique, Buisson a fait, pendant plusieurs années, des dosages fréquents de la quantité totale d'ozone, mesures qui ont confirmé les grandes variations saisonnières de cette quantité. Enfin on lui doit, avec ses élèves Jausseran et Rouard, une belle série de mesures sur l'absorption des radiations, depuis l'extrême rouge jusqu'à l'extrême ultraviolet, par la basse atmosphère. On en déduit une mesure de la proportion d'ozone dans l'air qui nous entoure, et ce fut le premier dosage par la méthode optique, méthode qui a eu ensuite de nombreuses applications.

L'Académie avait plusieurs fois encouragé ou récompensé les travaux de Buisson (subventions sur le Fonds Bonaparte, prix Pierson-Perrin en 1913, prix Janssen en 1916, prix Paul Marguerite de la Charlonie en 1939). Il avait été élu Correspondant pour la Section de Physique générale en 1932.

Tous ceux qui ont connu Henri Buisson conserveront de lui un souvenir ému, non seulement à cause de l'importance de son œuvre scientifique, mais aussi à cause de la parfaite droiture de son caractère, qui n'admettait aucune faiblesse ni pour lui ni pour les autres. Que Mme Henri Buisson sa veuve, son fils le Docteur Pierre Buisson, trouvent ici l'expression de la profonde sympathie des amis de leur cher disparu.

M. **Louis de Broglie** dépose sur le Bureau de l'Académie les *Éphémérides nautiques ou Extrait de la Connaissance des Temps pour l'an* 1944, *ouvrage publié par le Bureau des Longitudes spécialement à l'usage des marins.*

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Relations entre la structure cristalline et le diamagnétisme des sels.* Note de M. **Paul Pascal.**

Nous avons montré, il y a longtemps, que, dans les combinaisons homopolaires, on pouvait attribuer aux atomes une susceptibilité diamagnétique constante tant que n'intervenaient pas des accidents structuraux trop marqués

dans la molécule. La susceptibilité diamagnétique y a donc un caractère additif et les modules atomiques sont presque rigoureusement égaux aux susceptibilités atomiques déterminées directement sur les corps simples correspondants.

Nous avons montré également que l'on pouvait souvent transposer ces relations aux dérivés ioniques. Nos susceptibilités atomiques, ou radicales, n'ont plus alors la prétention de représenter la part contributive des ions dans la susceptibilité moléculaire, mais elles se présentent comme de simples modules empiriques permettant de prévoir le diamagnétisme moléculaire des sels avec une précision suffisante; la susceptibilité atomique du métal est alors obtenue par différence entre la valeur expérimentale et la part qui revient au radical acide.

Pour certains sels l'additivité se vérifie aussi bien que le permet la précision des mesures, témoins les valeurs (en chiffre gras) des susceptibilités moléculaires des sels alcalins XM ou YM^2, rapportées à l'eau ($\chi_s = -0{,}72 \cdot 10^{-6}$). Les chiffres entre parenthèses donnent les différences absolues, qui doivent être sensiblement constantes dans une même colonne ou une même fraction de ligne intercalaire; entre les colonnes correspondant aux azotates et aux sulfates, où l'on passe de la formule XM à la formule YM^2, on a noté la différence $1/2\,\chi_{SO^4M^2} - \chi_{NO^3M}$,

	F.		Cl.		Br.		I.		NO^3		SO^4.		CO^3.
Na........	**16,4**	(13,9)	**30,3**	(19,5)	**39,8**	(14,0)	**53,8**	(30,2)	**23,6**	(1,4)	**52,0**	(11,2)	**40,8**
	(8,6)		(8,1)		(9,0)		(8,7)		(9,2)		(8,2)		(8,2)
K.........	**25,0**	(13,4)	**38,4**	(20,4)	**48,8**	(14,7)	**63,5**	(30,7)	**32,8**	(2,3)	**70,2**	(11,2)	**59,0**
			(9,2)						(8,1)		(2×9,2)		(2×8,2)
Rb.........	–		**47,6**		–		–		**40,9**	(3,3)	**88,4**	(13,0)	**75,4**
			(14,8)						(13,4)		(2×13,7)		(2×14,1)
Cs.........	–		**62,4**		–		–		**54,3**	(3,6)	**115,9**	(12,3)	**103,6**

Pour d'autres cations, l'additivité est presque toujours satisfaite dans les sels dérivés des anions oxygénés; mais elle présente fréquemment des anomalies, caractérisées par un déficit du diamagnétisme, quand il s'agit d'un sel halogéné, et surtout quand ce sel halogéné dérive d'un cation polyvalent. C'est une extension de la remarque que nous avons déjà faite à propos des composés homopolaires. Nous voudrions montrer que, là encore, cette anomalie s'explique qualitativement et quantitativement par l'écrasement mutuel des ions.

Pour des sels du type XM ou X^2M, où X est un halogène, la loi d'additivité

$$\chi_{XM} = \chi_X + \chi_M \quad \text{ou} \quad \chi_{X^2M} = 2\chi_X + \chi_M$$

(χ_M étant la valeur déduite par le métal à partir des sels oxygénés) est vérifiée par les sels alcalins; mais elle cesse de l'être pour les sels d'argent, de mercure, pour les sels alcalinoterreux, plombeux etc., alors qu'elle reste encore presque toujours valable pour leurs dérivés oxygénés.

Nous donnons ci-dessous quelques susceptibilités moléculaires χ_m, complétées par le module atomique χ_M du métal, tiré des sels oxygénés et qui sert à définir le déficit diamagnétique Δ dans les dérivés halogénés :

	F Ag.	Cl Ag.	Br Ag.	I Ag.	NO^3 Ag.	Acét. Ag.	Propion.	*n*-Butyr.	Isoval.	Ag^+.
$10^6.\chi_m$.....	36,5	49,0	58,0	71,1	45,7	60,4	71,0	83,5	95,3	–
$10^6.\chi_{Ag}$.....	30,05	29,1	27,6	26,5	31,5	30,5	30,5	31,5	31,5	30,9
$10^6.\Delta$......	0,85	1,8	3,3	4,4	–	–	–	–	–	–
	Cl Hg.	Br Hg.	IHg.	NO^3Hg.	Acét. Hg.	Hg^+.	Cl^2 Hg.	I^2 Hg.	SO^4 Hg.	Hg^{++}.
$10^6.\chi_m$.....	58,6	57,2	57,7	55,9	70,5	–	81,8	116,9	78,1	–
$10^6.\chi_{Hg}$.....	38,7	26,8	13,1	41,7	41,7	41,7	42,0	27,7	44,5	44,5
$10^6.\Delta$......	3,0	14,9	28,6	–	–	–	–	–	–	–
	F^2 Ca.	Cl^2 Ca.	CO^3 Ca.	SO^4 Ca.	Ca^{++}		F^2Sr.	CO^3 Sr.	SO^4 Sr.	Sr^{++}.
$10^6.\chi_m$.....	28,9	54,7	38,2	49,7	–	–	37,2	46,7	57,9	–
$10^6.\chi_m$.....	16,0	14,9	16,0	16,1	16,0	–	24,3	24,5	24,3	24,4
$10^6.\Delta$......	0	1,1	–	–	–	–	–	–	–	–
	F^2 Ba.	Cl^2Ba.	Br^2 Ba.	Ba(OH)^2.	SO^4 Ba.	$(NO^3)^2$ Ba.	CO^3 Ba.	F^2 Pb.	I^2 B.	$(NO^3)^2$ Pb
$10^6.\chi_m$.....	51,0	75,3	92,0	53,2	71,3	66,5	58,9	58,1	100,7	73,7
$10^6.\chi_m$.....	38,1	35,5	31,2	38,1	37,7	38,1	36,7	45,2	39,9	45,3
$10^6.\Delta$......	0	2,2	6,5	–	–	–	–	0,1	5,4	–

Tenons compte maintenant des constantes réticulaires de ces sels pour comparer les distances δ des ions du sel à la somme de leurs rayons (rayons r de Pauling). En utilisant les notions que nous avons introduites de ***pénétration*** $\varpi = \Sigma r - \delta$ et *d'écrasement* $\alpha\varpi$ (α étant la polarisabilité de l'ion), on peut dresser le tableau partiel suivant :

Sel.	δ.	Σr.	ϖ.	$\alpha\varpi$ (anion).	$\alpha\varpi$ (cation).	$10^6.\Delta$.
Halogénures alcalins ...	–	–	0	0	0	0
sauf ClNa.............	2,814 Å	2,86 Å	0,046 Å	$0,16.10^{-32}$	$0,092.10^{-32}$	0
FAg.............	2,46	2,62	0,16	0,15	1,09	0
ClAg.............	2,77	3,17	0,40	1,41	2,7	0,85
BrAg.............	2,88	3,21	0,33	1,60	2,28	1,8
IAg.............	2,81	3,42	0,61	4,61	4,14	3,3
Cl^2Hg.............	2,25	3,01	0,76	2,69	$2\times5,2$	4,4
I^2Hg.............	2,75	3,26	0,51	3,85	$2\times3,45$	2,5
F^2Pb.............	2,567	2,20	0	0	0	16,8
I^2Pb.............	2,632	3,00	0,368	2,78	$2\times5,0$	5,9

Comme pour les composés homopolaires, ce n'est pas tant l'interpénétration ϖ des ions que leur écrasement $\alpha\varpi$, et surtout l'écrasement de l'anion, qui détermine la baisse du diamagnétisme; le fluor, ici encore, ne donne pas lieu à de grandes anomalies, à cause de la petitesse de son rayon et de la faiblesse de sa déformabilité.

On notera l'énorme dépréciation diamagnétique observée dans les sels mercureux dont l'halogène est très déformable; il faut attribuer le fait au groupement des molécules XHg par deux dans la maille cristalline; les ions Hg^+ accolés ajoutent l'effet de leur écrasement mutuel à celui des halogènes à leur contact.

CORRESPONDANCE.

MÉCANIQUE INDUSTRIELLE. — *Sur un procédé de mesure directe des pertes par engrènement.* Note de M. **Pol Ravigneaux**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Les pertes par frottement dans les engrenages sont généralement déduites de la mesure du rendement. On transmet un couple donné à une paire ou à un train d'engrenages, et l'on mesure le couple sortant.

Le rapport de ces couples donne la valeur du rendement.

Les pertes s'obtiennent par différence.

Ce procédé ne présente aucune précision, du fait que les grandeurs observées sont très voisines l'une de l'autre et très grandes par rapport à celle que l'on veut déterminer, de sorte que les erreurs que l'on commet dans la mesure de chacun des couples sont de même ordre de grandeur que la fraction de couple perdue en frottements.

Le procédé faisant l'objet de la présente Note permet de mesurer directement les pertes.

Il consiste à monter sur un bâti B, oscillant et équilibré, un train d'engrenages réalisant, entre la vitesse de rotation de l'arbre menant M, et celle de l'arbre mené R, *un rapport de vitesse égal à l'unité*, et à mesurer le couple de réaction C_B de ce bâti, correspondant à un couple moteur C_M. Pour le cas idéal d'un rendement égal à l'unité, ce couple de réaction C_B, est nul. En fait, le couple transmis étant inférieur au couple reçu, la différence donne la valeur du couple perdu par frottement. Dans le cas le plus simple on mesure les pertes dans un train formé de quatre roues, de même nombre de dents, dont l'une motrice, l'autre réceptrice et les deux autres (qui peuvent être confondues en une seule de largeur double) montées sur un arbre de renvoi. On obtient ainsi, avec amplification au double, la valeur du couple perdu par l'ensemble des deux engrènements considérés. On opère au moyen de poids placés à l'extrémité d'un fléau.

Cas général. — Le procédé est applicable à la mesure des pertes dans l'engrènement de deux roues de nombre de dents différents n et N. Les roues à expérimenter étant calées sur un même arbre de renvoi, on peut, il serait facile de le démontrer, réaliser un rapport global égal à l'unité, en disposant convenablement sur les arbres, moteur et récepteur, ainsi que sur le bâti des roues de nombre de dents n, engrenant entre elles, et d'autres roues de nombre de dents N engrenant également entre elles, de façon qu'il ne subsiste qu'un engrènement d'une roue n avec une roue N. Les pertes résultant de l'engrènement des roues n entre elles, ainsi que des roues N entre elles, ayant été déterminées au préalable, on obtient par différence celles provenant de l'engrènement de n avec N. Il est intéressant de comparer les résultats obtenus lorsque n mène N, et lorsque N mène n.

Influence de facteurs divers. — On peut étudier l'influence sur le rendement de la grandeur du couple, de la vitesse de rotation, de la largeur des dentures, du choix du module, de la nature des matériaux constituant les engrenages, de leur état de finition, et de toute variation dans les conditions de l'expérience.

Rendement des boîtes de vitesses. — En montant sur un même bâti oscillant une boîte de vitesse et un renvoi de rapport inverse de celui de la combinaison à expérimenter, renvoi préalablement étalonné, on détermine successivement les pertes ou le rendement à chacune des combinaisons de vitesses.

Le procédé se prête donc à de multiples applications. Il fournit dans tous les cas des résultats plus précis que ceux obtenus par la méthode ordinaire basée sur la mesure du rendement.

Par ricochet, le rendement lui-même se trouve déterminé avec plus d'exactitude.

Les précédentes considérations sont d'ailleurs entièrement justifiées par l'application d'une formule établie jadis par M. J. Bethenod à propos de l'usage d'une boîte de vitesse oscillante pour la mesure de la puissance d'un moteur (*Journal de la Société des Ingénieurs de l'Automobile,* mai 1928, p. 227). Cette formule montre en particulier qu'avec un rapport de vitesse égal à l'unité, le couple de réaction tend bien vers 0, lorsque le rendement de la boîte tend vers 1.

HYDRAULIQUE. — *Expression de la perte de charge à la traversée d'une grille.* Note (¹) de M. **Léopold Escande**, transmise par M. Charles Camichel.

Nous nous plaçons dans le cas, généralement réalisé en pratique, où les hauteurs d'eau sont assez grandes, vis-à-vis des dénivellations correspondantes, pour qu'on puisse négliger les singularités qui se produisent au voisinage de la surface libre et évaluer les pertes de charge consécutives au phénomène d'élargissement brusque au moyen de la formule de Borda, sans faire intervenir les termes complémentaires au moyen desquels nous avons généralisé celle-ci, en vue de son application aux systèmes à surface libre (²). Ces conditions de fonctionnement sont exactement réalisées lorsque la grille fonctionne en charge.

Deux configurations C_1 et C_2 sont possibles *a priori* pour l'écoulement, suivant les valeurs relatives de la longueur L, de l'épaisseur e et de l'équidistance E des barreaux, dans le cas d'une section droite rectangulaire :

a. Si les barreaux sont assez courts (configuration C_1), la veine qui se forme dans l'intervalle de deux barreaux consécutifs, après passage à la vitesse V_1 dans une section contractée mE, se diffuse directement dans la pleine section

---

(¹) Séance du 24 janvier 1944.

(²) *Comptes rendus*, **209**, 1939, p. 289.

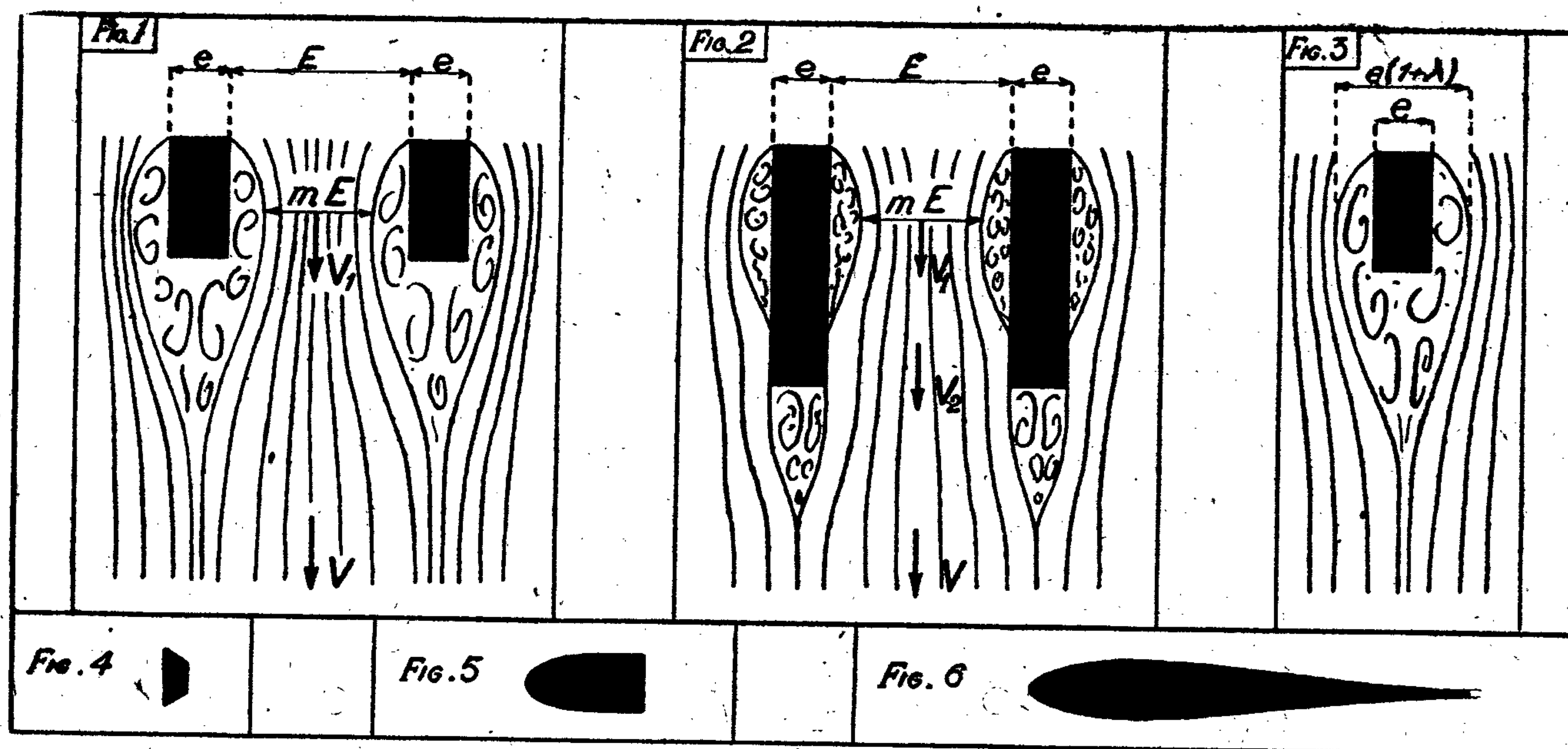
aval où la vitesse est V (*fig.* 1). L'application de la formule de Borda donne pour l'expression de la perte de charge

$$(1) \qquad \xi_1 = \frac{V^2}{2g}\left[\frac{1}{mK} - 1\right]^2,$$

en posant

$$K = \frac{E}{E+e}.$$

b. Si les barreaux sont assez longs, (configuration C_2), la veine, après passage à la vitesse V_1 dans la section contractée mE, vient recoller aux grilles,



en constituant un courant de vitesse $V_2 < V_1$, de largeur E, qui, à son tour, se diffuse brusquement, à l'aval, en réduisant sa vitesse à la valeur V. La perte de charge ξ_2 est, dans ce cas, la somme des pertes ξ'_2 et ξ''_2 relatives aux deux élargissements brusques subis successivement par la veine. On obtient

$$(2) \qquad \xi_2 = \xi'_2 + \xi''_2 = \frac{V^2}{2gK^2}\left[\frac{(1-m)^2}{m^2} + (1-K)^2\right].$$

Le coefficient de contraction m entre barreaux peut être moins intéressant à considérer, dans le cas où ceux-ci sont très écartés les uns des autres, que l'épaisseur maxima de la couche tourbillonnaire entourant chaque barreau, sur tout ou partie de la longueur. Cette zone intervient, au point de vue de l'écoulement, pour porter la valeur effective du maître-couple de e à $e(1+\lambda)$ (*fig.* 3).

On obtient alors les expressions :

$$(3) \qquad m = \frac{K - \lambda(1-K)}{K},$$

$$(1') \qquad \xi_1 = \frac{V^2}{2g}\left[\frac{(1-K)(1+\lambda)}{K - \lambda(1-K)}\right]^2,$$

$$(2') \qquad \xi_2 = \frac{V^2}{2g}\cdot\left(\frac{1-K}{K}\right)^2\cdot\left[\frac{\lambda^2}{[K-\lambda(1-K)]^2} + 1\right].$$

Donc, suivant la configuration réalisée, l'expression de la perte de charge sera celle de ξ_1 ou celle de ξ_2; il est facile de voir que l'on a

$$\Delta = \xi_1 - \xi_2 = \frac{1}{g}[-V_2^2 + (V_1 + V)V_2 - V_1 V] > 0.$$

La perte de charge ξ_1 est toujours plus forte que ξ_2. La différence Δ qui peut s'écrire

$$\Delta = \frac{V^2}{g} \cdot \frac{1-m}{m} \cdot \frac{1-K}{K^2}$$

est maxima et égale à

$$\Delta_M = \xi_2 = \frac{\xi_1}{2}, \quad \text{pour} \quad V_2 = \frac{V_1 + V}{2} \quad \text{ou} \quad m = \frac{1}{2-K}.$$

L'étude expérimentale, que nous exposerons dans une Note prochaine, montre qu'en pratique, avec les dimensions usuelles des barreaux de grilles rectangulaires, l'écoulement réalisé correspond à la configuration C_1, la perte de charge ξ_1 étant donnée par les expressions (1) et (1').

Quand les barreaux ne sont pas rectangulaires, le problème change partiellement d'aspect :

1° Avec les barreaux de la figure 4, la grille, assimilable à une succession de fentes parallèles à mince paroi équidistantes, rend le recollement impossible; la perte de charge doit être donnée par les formules (1) et (1').

2° Avec des profils aérodynamiques tronqués, comme ceux de la figure 5, il ne peut également y avoir recollement : dans la mesure où les filets ne décollent pas, on peut admettre que m est très voisin de l'unité et Δ de 0, de telle sorte que l'expression (1) devient

$$\xi_1 = \frac{V^2}{2g}\left(\frac{1}{K} - 1\right)^2. \tag{3}$$

Les pertes de charge sont réduites, vis-à-vis des barreaux rectangulaires.

3° Enfin, avec des profils aérodynamiques comme ceux de la figure 6, la veine, après son passage au droit du maître-couple, peut, *a priori*, décoller immédiatement, ce qui ramènerait au cas précédent ou, au contraire, subir un certain effet diffuseur dans la partie aval, ce qui réduirait la perte de charge.

PHYSIQUE INDUSTRIELLE. — *Sur l'activité de la transmission de la chaleur.* Note (1) de M. **J.-L. Routin**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Cette Note a, en particulier, pour objet une contribution à l'application rationnelle du principe de l'accumulation de la chaleur aux appareils ménagers de chauffage électrique.

Pour caractériser le degré d'activité de la transmission de la chaleur, l'auteur a proposé l'adoption d'un *coefficient de vivacité*, qui fait connaître le nombre de

(1) Séance du 24 janvier 1944.

calories transmises par minute et par décimètre carré et qui s'apparente étroitement au coefficient usuel, qui, pour les appareils à chauffage direct, fait connaître le nombre de watts dissipés par centimètre carré.

Dans le cas des appareils à accumulation, le coefficient de vivacité sera généralement fonction de l'état de décharge de l'accumulateur, car (sauf dans le cas où l'on utilise la chaleur de fusion de certains alliages eutectiques) les variations de la température de l'accumulateur peuvent atteindre plusieurs centaines de degrés.

L'auteur a réalisé un dispositif qui permet de déterminer non seulement les valeurs du coefficient de vivacité, mais encore celles du nombre total de calories utilisées.

Ce dispositif, qui a été désigné sous le nom de *vivacimètre*, est basé sur l'observation des conditions dans lesquelles s'effectuent l'échauffement puis la vaporisation d'un poids d'eau déterminé, en faisant application des formules ci-après :

Si l'on désigne par P le poids de l'eau, par t_0 la température initiale, par S la surface de transmission, par r et c le poids et la chaleur spécifique du récipient, par f_q le nombre de calories par minute dissipées par la surface du récipient lorsque ce dernier est à la température q, par t_1, t_2, ..., t_m ... les températures atteintes par la masse d'eau après 1, 2, ..., m minutes, par p_n le poids de la vapeur produite entre la $(n-1)^{\text{ième}}$ et la $n^{\text{ième}}$ minute et par Q_1, Q_2, ..., Q_n le total des nombres de calories utilisées après 1, 2, ..., n minutes pour produire l'échauffement puis la vaporisation de l'eau, on a, pour les valeurs de V :

avant l'ébullition

$$V_m = [(P + rc)(t_m - t_{m-1}) + f_m]\frac{1}{S};$$

après l'ébullition

$$V_n = (p_n \times 0,536 + f_{100})\frac{1}{S}.$$

et, pour les valeurs du nombre de calories utilisées Q :

avant l'ébullition

$$Q_m = P(t_m - t_0);$$

après l'ébullition

$$Q_n = P(100 - t_0) + 0,536\Sigma p_n.$$

La réalisation d'un vivacimètre comporte l'emploi d'un petit alambic dont la cucurbite a été constituée par un récipient du type utilisé pour la cuisson des aliments, en combinaison avec un dispositif à relaxation qui permet de mesurer à intervalles de temps réguliers le poids de l'eau produite par la condensation de la vapeur.

La relaxation est obtenue en utilisant une sorte de petite écluse qui comporte :

un récipient (constituant le premier sas) qui recueille en permanence l'eau de condensation;

un récipient (constituant le second sas) qui reçoit par des versements brusques, effectués à intervalles réguliers, l'eau accumulée dans le premier sas et qui la conserve pendant un temps suffisant pour permettre d'effectuer la mesure de p_n.

Chaque sas possède un robinet d'évacuation; et la manœuvre alternative des dits robinets est commandée à l'aide d'un petit moteur synchrone.

A sa sortie du deuxième sas l'eau de condensation est recueillie dans un troisième récipient placé sur le plateau d'une balance, muni d'un cadran gradué de façon à indiquer directement la valeur du second terme de Q_p, soit $0,536\Sigma p_n$.

Pour faciliter les lectures on a donné au second récipent la conformation tubulaire et sa graduation a été établie de façon à fournir la lecture directe de

$$V_n = (p_n \times 0,536 + f_{100})\frac{1}{S};$$

et pour que la lecture de $Q_n = P(100 - t_0) + 0,536\Sigma p_n$ puisse être relevée directement sur le cadran il suffira de verser dans le récipient (avant la mise en train de l'essai) la quantité d'eau nécessaire pour amener l'index en face de la graduation correspondant au nombre de calories $P(100 - t_0)$.

Le vivacimètre présente un très grand intérêt pour guider les recherches des constructeurs, car, en permettant le tracé des trois courbes caractéristiques qui représentent respectivement, en fonction du temps, le coefficient de vivacité, le nombre de calories utilisées et la température de la plaque, cet appareil fournit le contrôle permanent du comportement d'un accumulateur de chaleur pendant toute la durée de sa décharge.

Le vivacimètre permet en outre de procéder aux essais du fonctionnement de l'organe de réglage et de contrôler que la progressivité de son action est suffisante pour assurer une bonne utilisation des calories accumulées.

Il convient de signaler enfin que le vivacimètre permet de déterminer, avec exactitude et à l'aide d'un seul essai, quelle est la capacité pour laquelle un accumulateur donné pourra être régulièrement catalogué, en tenant compte de la limite inférieure qui sera imposée pour la valeur du coefficient de vivacité.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Sur la longueur d'onde propre de certains résonateurs électromagnétiques.* Note (¹) de M. **Pierre Grivet**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Je me servirai de la méthode déjà décrite (²) pour calculer la longueur d'onde de la vibration fondamentale du type *électrique* pour quelques volumes de révolution.

(¹) Séance du 22 novembre 1943.

(²) P. Grivet, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 71.

A. Approximation de Rayleigh. — 1. *Volumes à symétrie cylindrique.* — Par raison de symétrie, E et H n'ont qu'une composante E_z et H_φ, et le rotationel se réduit à

$$(\mathrm{rot}\,E_z)_\varphi = \frac{\partial E_z}{\partial r}, \qquad (\mathrm{rot}\,H_\varphi)_z = \frac{1}{r}\,\frac{\partial (r H_\varphi)}{\partial r}.$$

Les formules (4) et (5) de la Note précédente deviennent

$$(1) \qquad \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = \frac{\displaystyle\int_V (\mathrm{rot}\,E_z)_\varphi^2\, r\, dr}{\displaystyle\int_V E_z^2\, r\, dr},$$

$$(2) \qquad \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = \frac{\displaystyle\int_V (\mathrm{rot}\,H_\varphi)_z^2\, r\, dr}{\displaystyle\int_V H_\varphi^2\, r\, dr}.$$

a. Cylindre de rayon a. — Pour utiliser (2) on peut prendre $H_\varphi = r(r/3 - a/2)$ et l'on obtient

$$\frac{\lambda}{a} = \frac{2\pi}{\sqrt{\dfrac{180}{31}}} = 2,6075;$$

avec (1) on peut prendre

$$E_z = \frac{r^2 - a^2}{2} \qquad \text{ou} \qquad E_z = \cos\frac{\pi r}{2a}$$

et l'on obtient

$$\frac{\lambda}{a} = \frac{2\pi}{\sqrt{6}} = 2,565 \qquad \text{ou} \qquad \frac{\lambda}{a} = 4\sqrt{\frac{\pi^2+4}{\pi^2-4}} = 2,602,$$

alors que la valeur exacte est

$$\frac{\lambda}{a} = 2,61.$$

b. Tore à section rectangulaire (rayon $b > a$). — En utilisant (1), on peut prendre $E_z = (r-a)(b-r)$ ou $E = \sin\pi(r-a)/(b-a)$ et l'on obtient $\lambda = (2\pi/\sqrt{10})(b-a)$ ou $\lambda = 2(b-a)$ qui sont d'excellentes approximations ([3]) tant que $b < 5a$.

c. Rhumbatrons. — On appelle ainsi certains résonateurs utilisés dans la technique des ondes décimétriques. Un modèle simple de ce type de résonateur est constitué par le volume compris entre un cylindre extérieur (rayon b, hauteur l) et un cylindre intérieur (rayon a, hauteur $l-d$). Ces cylindres ont même axe de révolution et une base commune. Les bases opposées sont séparées par un interstice de grandeur d.

La méthode ([4]) que j'ai proposée est un guide commode pour établir une

([3]) F. Borgnis, *Hochfrequenztechnik und Elektroakustik*, 54, 1939, p. 121; 55, 1940, p. 47.

([4]) Lord Rayleigh, *Theory of Sound*, p. 350.

formule semi-empirique très simple qui représente la longueur d'onde en fonction des quatre paramètres a, b, d, l. Dans la région comprise entre les surfaces latérales des deux cylindres, on peut prendre en effet $E_r = E_2 \sin \pi z/2l$ et dans l'interstice entre les deux bases : $E_z = E_1$; E_1 et E_2 seront reliés par la relation $(b-a)E_2 = KdE_1$ inspirée de l'électrostatique, où K est une constante ajustable, et l'on trouve

$$\lambda = 4l\sqrt{1 + \frac{2a^2}{Kld}\frac{b-a}{b+a}},$$

qui représente les résultats expérimentaux avec une précision comprise entre 5 et 12 % dans le domaine $b < 6a$, $l > 3d$, en prenant $K = 0,5$.

2. *Sphère* (rayon a). — H n'a qu'une composante H_φ et, en utilisant (2), on écrit

$$(\text{rot}\, H_\varphi)_r = \frac{1}{r^2 \sin\theta}\frac{\partial(r \sin\theta\, H_\varphi)}{\partial\theta}, \qquad (\text{rot}\, H_\varphi)_\theta = \frac{1}{r \sin\theta}\frac{\partial(r \sin\theta\, H_\varphi)}{\partial r},$$

et la formule s'écrit

$$\frac{4\pi^2}{\lambda^2} = \frac{\iint_V [(\text{rot}\, H)_r^2 (\text{rot}\, H)_\theta^2] r^2 \sin\theta\, d\theta\, dr}{\iint_V H^2 r^2 \sin\theta\, d\theta\, dr};$$

on peut prendre $H_\varphi = r(r/3 - a/2)\sin\theta$ et l'on en tire $\lambda/a = 2\pi\sqrt{6,5}/7 = 2,245$ alors que la valeur exacte est 2,29.

B. Approximation de Ritz. — 1. *Cylindre.* — Dans le cas du cylindre on peut prendre $E_1 = (r^2 - a^2)/2$, $E_2 = r(r^2 - a^2)/2$. L'équation déterminante est $(6-z)(12-z) - (32/35)^2(7-z)^2 = 0$ avec $z = (2\pi a/\lambda)^2$ et fournit $\lambda_1/a = 2,6105$ et $\lambda_2 = 1,13$.

2. *Tore à section rectangulaire.* — On peut avoir avantage à introduire des paramètres ajustables sous une autre forme. Ainsi, dans le cas du tore, on peut prendre

$$E_x = \sin\frac{\pi}{2}\frac{r-a}{\alpha-a} \quad \text{pour } a < r < \alpha \quad \text{et} \quad E_2 = \sin\frac{\pi}{2}\frac{b-r}{b-\alpha} \quad \text{pour } \alpha < r < b.$$

On obtient

$$z = \frac{\pi^4}{1b}\frac{\alpha}{(\alpha-a)(b-\alpha)(\alpha+K)},$$

$K = [(a+b)/2][(\pi^2/4) - 1]$ étant la racine comprise entre a et $(a+b)/2$ de l'équation

$$2\alpha^3 - \alpha^2(a+b-K) - Kab = 0.$$

Cette approximation est suffisante tant que $a < 100b$. On ne peut l'améliorer de manière notable au voisinage de $a = 0$ qu'en renonçant à la simplicité des calculs. Il faut en effet choisir une fonction rot E, qui, lorsque $a \to 0$, tende vers l'infini comme la solution vraie, c'est-à-dire, comme $1/a \log a$, puisque le champ au voisinage du fil est de la forme $1/a$ et que le courant est limité par la self du fil, proportionnelle à $\log a$.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Une méthode de raccordement pour le calcul des cavités électromagnétiques.* Note [1] de M. **Jean Bernier**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Pour calculer les constantes des cavités électromagnétiques et tracer leurs cartes de champs [2], il est commode de dériver les champs électrique et magnétique d'un potentiel vecteur A $e^{j\omega t}$, qui doit vérifier les conditions

$$\text{(1)} \qquad \operatorname{div}\vec{A} = 0 \quad \text{et} \quad \Delta\vec{A} + k^2\vec{A} = 0 \quad \text{avec } k = \frac{\omega}{c}.$$

Les valeurs propres k_ν, ainsi que les solutions normales correspondantes $\vec{A}_\nu$, sont fixées par la condition de nullité de la composante tangentielle de E sur la paroi S de la cavité, soit

$$\text{(2)} \qquad [\vec{n} \wedge \vec{A}]_S = 0.$$

Mais le système (1) avec la condition (2) n'est soluble avec les méthodes habituelles que pour des formes géométriques simples de cavité. La présente Note est relative à une méthode de résolution par *raccordement* lorsque le domaine de la cavité est décomposable en deux ou plusieurs domaines élémentaires pour chacun desquels on peut aisément obtenir une solution générale de (1).

Supposons par exemple que la cavité soit décomposable en deux domaines ayant une surface de séparation commune Σ, le domaine I étant limité par $S_1 + \Sigma$, le domaine II par $S_2 + \Sigma$, tandis que la paroi métallique de la cavité (domaine fermé I + II) est constituée par $S_1 + S_2$. Soient A_1 et A_2 des solutions de (1) dans chaque domaine : elles seront solutions du problème si ces vecteurs et k sont tels que

$$\text{(3)} \qquad [\vec{n} \wedge \vec{A}_1]_{S_1} = [\vec{n} \wedge \vec{A}_2]_{S_2} = 0, \qquad \vec{A}_1 = \vec{A}_2 \quad \text{sur } \Sigma.$$

La méthode de raccordement consiste à déterminer $\vec{A}_1$, $\vec{A}_2$ et k pour que

$$\text{(4)} \qquad J = \iint_\Sigma (\vec{A}_1 - \vec{A}_2)^2 \, d\sigma + \iint_{S_1} [\vec{n} \wedge \vec{A}_1]^2 \, d\sigma + \iint_{S_2} [\vec{n} \wedge \vec{A}_2]^2 \, d\sigma$$

soit minimum (ce minimum devant être manifestement nul).

Souvent on pourra trouver, pour chaque domaine, une solution générale de (1) sous forme de série à coefficients indéterminés, satisfaisant identiquement à (2) sur *certains* éléments de la paroi. J sera alors une forme quadratique de ces coefficients, et la recherche des conditions de minimum revient à la résolution d'un système d'équations linéaires homogènes en nombre infini :

---

[1] Séance du 22 novembre 1943.

[2] *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 530.

pour que ce système admette une solution non nulle, il faut attribuer à k certaines valeurs, qui sont les valeurs propres cherchées. Pratiquement on se contentera de quantités A_1, A_2 et k, vérifiant les équations (1), mais ne satisfaisant que d'une manière approchée à la condition (3). Le degré d'approximation pourra alors être mesuré, par exemple, par le quotient de J par

$$\int\int_{\Sigma}\frac{(\vec{A}_1+\vec{A}_2)^2}{4}\,d\sigma+\iint_{S_1}A_1^2\,d\sigma+\iint_{S_2}A_2^2\,d\sigma,$$

quantité qui est facile à calculer. Cette méthode de raccordement est évidemment applicable quand on dérive les champs d'une fonction scalaire : il faut assurer alors la continuité sur Σ de cette fonction et de sa dérivée normale.

Application. — J'ai calculé ainsi la vibration fondamentale (du type électrique) de la cavité de révolution à forme rentrante dont la demi-méridienne est représentée en figures 1 et 2 ; l'intégrale J portait sur BFE, la condition (2)

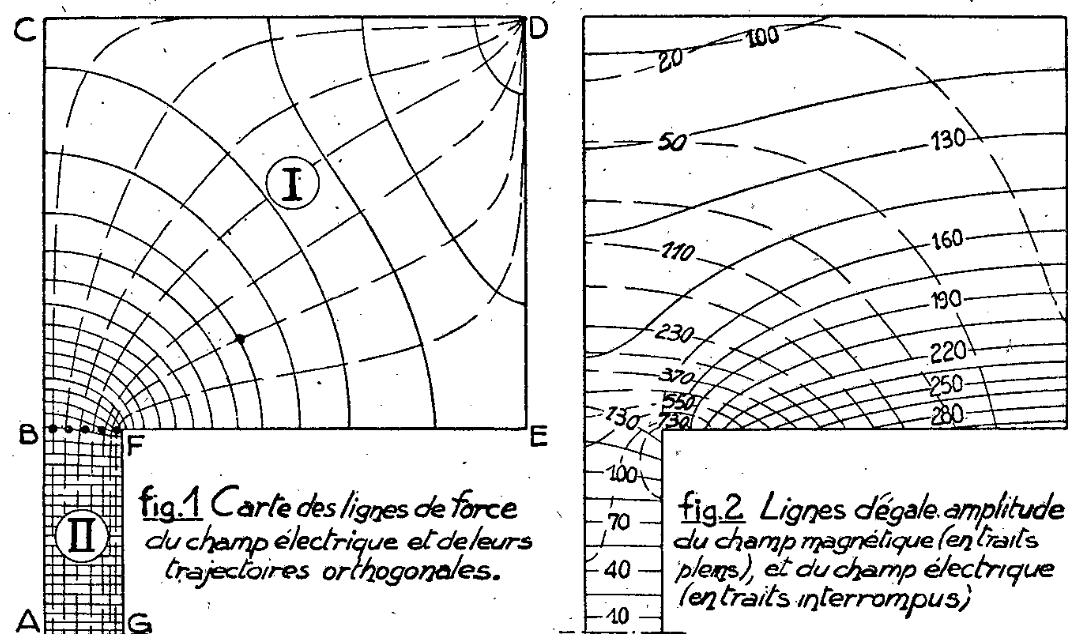


fig. 1 Carte des lignes de force du champ électrique et de leurs trajectoires orthogonales.

fig. 2 Lignes d'égale amplitude du champ magnétique (en traits pleins), et du champ électrique (en traits interrompus)

étant identiquement vérifiée sur le reste des parois. Les courbes représentant les variations de la longueur d'onde et des constantes de la cavité vue de AG avec ses paramètres géométriques, ont été tracées dans le domaine suivant : $2\leqq m\leqq 5$, $0{,}1\pi\leqq\theta\leqq 0{,}3\pi$, $0{,}3\pi\leqq\alpha\leqq 0{,}7\pi$, avec $m=\rho_2/\rho_1$, $\theta=\pi\delta/l$, $\alpha=\pi\rho_1/l$ (ρ_1 et ρ_2 sont les rayons intérieur et extérieur de la cavité, $\delta=AG$, $l=CD$).

On en a déduit les formules empiriques suivantes, valables à 5 % près,

$$L\omega=\frac{1}{C\omega}=120\pi\frac{l}{\lambda}\log_e\frac{\rho_2}{\rho_1}\,\text{ohms}, \tag{5}$$

$$S=\frac{1}{e\sqrt{2}}\,\frac{l(\rho_2-\rho_1)}{l+\rho_2-\rho_1}\,q, \tag{6}$$

où $e=(\lambda c/2\chi)^{1/2}/2\pi$ est l'épaisseur de peau, et q un coefficient numérique indépendant de θ et de m, mais croissant à peu près linéairement de 0,96 à 1,06 lorsque α varie de $0{,}3\pi$ à $0{,}7\pi$. Le produit de (5) par (6) donne la résistance shunt à 5 % près également. La longueur d'onde propre λ est obtenue à 2 % près par l'équation simplifiée suivante, adaptée aux calculs numériques grâce à

la convergence rapide du deuxième membre

$$(7)\quad \pi\frac{J_1(x_0)}{x_0 J_0(x_0)} - \theta G(x_0, m) + 2\frac{\theta^2}{\alpha}S(\theta) = 2\theta\sum_{p=1}^{\infty}\Delta_p \quad \text{avec } S(\theta)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin^2 n\theta}{n^3\theta^3},$$

$$G(x_p, m) = \frac{1}{x_p}\frac{N_0(mx_p)J_1(x_p) - J_0(mx_p)N_1(x_p)}{N_0(mx_p)J_0(x_p) - J_0(mx_p)N_0(x_p)},$$

$$\Delta_p = \left[G(x_p, m) + \frac{1}{p\alpha}\right]\frac{\sin^2 p\theta}{p^2\theta^2} \qquad (x_0 = k\rho_1,\ x_p^2 = x_0^2 - p^2\alpha^2)$$

(J et N étant les fonctions de Bessel de 1re et de 2e espèce).

La méthode de raccordement a permis également de tracer les cartes de champs ci-dessus, dont on peut tirer plusieurs conclusions intéressantes [les cotes correspondent au nombre sans dimensions $10\pi\lambda^{3/2}W^{-1/2}E$ (ou H), W étant l'énergie moyenne de la cavité].

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Photocompteurs et loi de Poisson.* Note de M. **André Blanc-Lapierre**, présentée par M. Aimé Cotton.

J'ai étudié par le calcul les fluctuations observées à la sortie d'un amplificateur linéaire attaqué par une suite de chocs brefs, égaux et désordonnés [1]. J'ai eu besoin de réaliser effectivement de telles suites ayant des densités très diverses pour vérifier expérimentalement certains résultats de cette étude. Dans le cas de très faibles densités, j'ai utilisé à cet effet des photocompteurs. Je vais décrire ici leur fabrication, leurs caractéristiques et comparer à la loi de Poisson diverses propriétés statistiques des séries de chocs obtenues avec eux.

I. Construction des photocompteurs. — La technique utilisée est assez voisine de celles décrites par A. Dauvillier [2] et K. O. Kippenhauer [3]. La forme est celle d'un compteur de Geiger-Müller ordinaire (cathode cylindrique en cuivre percée d'une ouverture latérale pour l'admission de la lumière et anode axiale en fil de tungstène). Tout joint graissé ou mastiqué a été prohibé. Les compteurs ont été pompés et étuvés (350°C.) sous un vide de 10^{-6} mm de mercure de 5 à 15 heures (lavages intermittents à l'hydrogène). Les parties métalliques ont été traitées par décharges dans l'hydrogène et portées au rouge sous vide élevé (haute fréquence ou, le plus souvent, bombardement électronique). Le gaz de remplissage est de l'hydrogène purifié par osmose sur du palladium. Les compteurs étaient essayés sur le banc de pompage et scellés lorsqu'ils donnaient satisfaction.

II. Caractéristiques des photocompteurs. — Sur 10 compteurs mis en fabrication, 5 ont été retenus; trois mois après leur construction, ils fonctionnaient

---

(1) A. Blanc-Lapierre, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 42; **217**, 1943, p. 73.

(2) *Le Journal de Physique et le Radium*, 8e série, 3, 1942, p. 29.

(3) *Zeitschrift für Astrophysik*, **14**, 1937, p. 348.

normalement. Les tensions d'amorçage s'échelonnent de 550 à 950 volts et les paliers de comptage de 50 à 180 volts. Le nombre de décharges à l'obscurité est de quelques unités par minute. L'étude de la sensibilité spectrale, faite avec une lampe à hydrogène et un monochromateur en quartz, révèle un seuil voisin de 2800 Å et un maximum de sensibilité vers 2300 Å.

III. Vérification de diverses conséquences de la loi de Poisson. — Le compteur étudié recevait le rayonnement total de la lampe à hydrogène atténué par un diffuseur de magnésie; une série de diaphragmes permettait de faire varier le flux lumineux admis. Afin d'avoir des chocs égaux, le photocompteur était asservi à un relaxateur du type Maze [4].

1° *Étude des fluctuations de la réponse $x(t)$ d'un galvanomètre attaqué par des chocs de densité* ρ. — En admettant la loi de Poisson, on démontre la relation

$$\log\frac{\bar{\delta}}{\bar{x}} = \log\frac{\sqrt{\overline{(x-\bar{x})^2}}}{\bar{x}} = \mathrm{A} - 0{,}5\log\bar{x}, \qquad (1)$$

où A *est une constante et* δ *l'écart quadratique moyen.*

Les valeurs de $\bar{x}$ et de $\bar{\delta}$ ont été déterminées à partir de l'enregistrement des fluctuations du spot. La densité ρ a varié de 1 à 44. Les résultats sont représentés par la figure 1. La droite D est une droite de pente —0,5. Les points représentent les résultats expérimentaux. L'accord est satisfaisant.

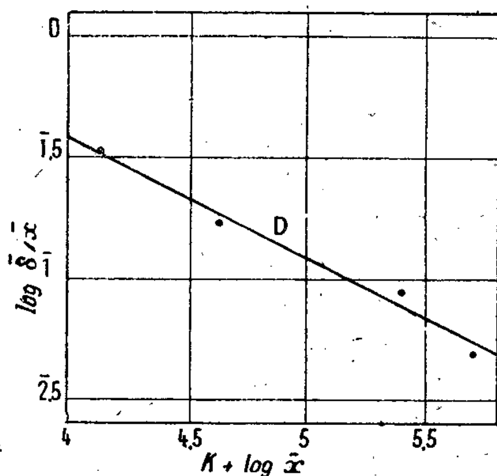


Fig. 1.

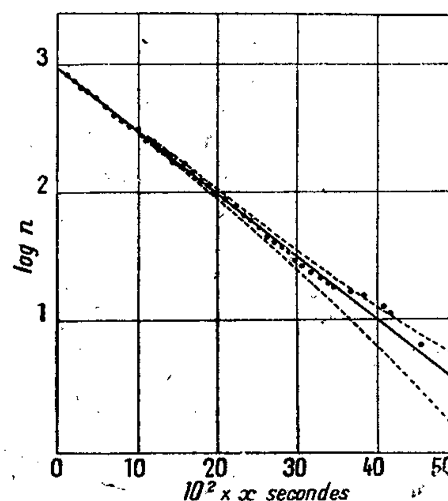


Fig. 2.

2° *Étude de la répartition statistique des intervalles séparant deux chocs successifs* [5]. — La probabilité, calculée à partir de la loi de Poisson, pour qu'un tel intervalle excède la valeur x est $e^{-x\rho}$. L'enregistrement étudié portait sur $\mathrm{N} = 939$ chocs ($\rho = 11{,}15 \pm 0{,}4$). Il présente quelques agglomérations de chocs très rapprochés, qui ne paraissent pas dues au hasard mais plutôt au déclenchement par un choc fortuit d'une courte série de décharges. A part ces

(4) *Thèse de Doctorat*, Faculté des Sciences de Paris, 1941, p. 29.

(5) Des expériences de ce type ont été faites par Max Cosyns, avec des compteurs pour rayons cosmiques.

accidents d'ailleurs fort rares, l'accord avec la formule théorique est excellente. La figure 2 représente la droite d'équation

$$\log \bar{n} = \log N - 0{,}434 x \rho,$$

où $\bar{n}$ est la valeur moyenne du nombre d'intervalles de valeur supérieure à x; en désignant par $\sqrt{\overline{(\Delta n)^2}}$ l'écart quadratique moyen théorique, on a aussi tracé en pointillé les courbes donnant les valeurs de $\log\left[\bar{n} + \sqrt{\overline{(\Delta n)^2}}\right]$ et de $\log\left[\bar{n} - \sqrt{\overline{(\Delta n)^2}}\right]$. On voit que les écarts expérimentaux n'excèdent pas ceux qu'autorise la loi du hasard.

Conclusion. — Les expériences précédentes montrent que, tout au moins pour les faibles valeurs de ρ considérées, on peut bien utiliser les séries de décharges des photocompteurs pour l'étude des fluctuations d'un amplificateur excité par des chocs égaux et désordonnés. Il est par ailleurs facile d'avoir des séries à chocs très rapprochés (courants photoélectriques ou thermoélectroniques.) Je donnerai ailleurs des résultats relatifs à la forme des fluctuations à la sortie de l'amplificateur, lorsque la densité des chocs passe des plus petites aux plus grandes valeurs.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur l'intensité absolue des raies de conversion interne du radioactinium.* Note de MM. **Ouang Te-Tchao**, **Jean Surugue** et Mlle **Marguerite Pérey**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Nous avons utilisé pour déterminer les intensités des raies de conversion du radioactinium un montage ayant servi précédemment à l'étude des raies de conversion de RaD (1). Les électrons déviés par un champ magnétique uniforme et constant, produit par un aimant permanent, sont reçus dans un cylindre de Faraday relié à un électromètre Hoffmann. Toutes les précautions étaient prises pour réduire l'importance des rayons parasites diffusés par les parois (boîte d'aluminium, source supportée par du plexiglas). Ils donnaient néanmoins un courant très gênant superposé au courant dû aux raies monocinétiques. Pour réduire son influence, nous avons installé, en série avec le potentiomètre servant à la mesure du courant par la méthode de compensation, un potentiomètre auxiliaire commandé par un petit moteur synchrone. De cette façon nous pouvions encore mesurer commodément des variations de courant de l'ordre de 200 électrons par seconde.

La préparation de radioactinium était faite par précipitation de l'hydroxyde en milieu oxygéné, en utilisant le cérium comme entraîneur. La difficulté d'obtenir une bonne activité sur une surface réduite a été résolue de la manière

(1) Ouang Te-Tchao, Jean Surugue et Tsien San-Tsiang, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 535.

suivante : le précipité rassemblé par centrifugation au fond d'un tube à essais était mouillé par une goutte d'eau, repris avec une pipette fine et déposé sur un papier filtre convenablement préparé. Celui-ci était paraffiné, sauf sur une surface rectangulaire de 1×7^{mm}, de telle sorte que la goutte d'eau servant à transporter le précipité, rassemblée sur cette petite surface, pouvait être absorbée facilement par capillarité dans un autre filtre placé en dessous. Les dimensions de la source étaient ainsi parfaitement définies par la paraffine. Pour éviter le dégagement d'actinon dans l'appareil, rendant toute mesure impossible moins d'une heure après la préparation de la source utilisée nue, nous avons dû la couvrir d'une feuille de mica de 2 mg/cm², bien paraffinée sur son pourtour afin d'obtenir une bonne étanchéité. Il en résulte un petit déplacement des raies, à cause du mica, et aussi un élargissement, surtout à cause de la paraffine qui vient s'infiltrer dans la préparation, mais cela ne trouble pas la détermination de leur intensité, à condition qu'elles ne soient pas trop voisines.

La préparation que nous avons obtenue avait une intensité initiale de 10,7 millicuries, valeur relativement faible par rapport à celle du produit initial et venant de ce que la concentration a été très poussée pour avoir en définitive une quantité de matière inférieure au milligramme.

La mesure a seulement pu être faite pour deux raies voisines, de produit BR = 736 et 711. Pour la première, correspondant à la conversion dans le niveau K d'un rayonnement γ de 149 ekV (²), l'intensité a été trouvée égale à $2,6.10^{-3}$ électron par désintégration. Pour la seconde, provenant de la conversion d'un rayonnement γ de 61 ekV dans la couche L_1, l'intensité est de $0,4.10^{-3}$ électron par désintégration.

Nous avons exploré la région du spectre d'énergie inférieure à celle des deux raies précédentes, où devrait se trouver en particulier la raie de conversion du rayonnement γ de 50 ekV donné par M. Frilley (³) comme très intense. Nous n'avons trouvé aucune raie d'intensité importante, ce que nous avions déjà constaté précédemment par la méthode photographique, beaucoup plus sensible.

Enfin nous avons essayé de faire la même mesure d'intensité pour une raie de AcX, en utilisant la même préparation au bout de 21 jours, époque du maximum du nombre d'atomes de AcX. Le courant recueilli étant alors beaucoup plus faible, la mesure est bien moins bonne que les précédentes. Nous donnerons seulement l'ordre de grandeur trouvé, soit environ 10^{-3} électron par désintégration pour la raie BR = 453.

Ces déterminations en valeur absolue sont en bon accord avec les mesures en valeur relative faites précédemment (²).

(²) JEAN SURUGUE, *Journ. de Phys.*, 7, 1936, p. 337.
(³) *Journ. de Phys.*, 1, 1940, p. 34.

PHYSIQUE COSMIQUE. — *Gerbes de mésotons et de particules lourdes.* Note de M. **Jean Daudin**, présentée par M. Maurice de Broglie.

I. La matière bombardée par le rayonnement cosmique est le siège de phénomènes différents des gerbes ordinaires : les corpuscules créés ou projetés ne sont pas des électrons, et la divergence angulaire de ces particules est considérable (1).

Si l'on dispose dans une masse de plomb trois compteurs parallèles formant un triangle, ils entrent en coïncidence lorsque, dans la cible constituée par le volume qu'ils comprennent, a jailli une telle gerbe explosive.

Dans une chambre de Wilson proche de la masse de plomb, on a quelque chance d'observer une ou deux branches de la gerbe. En creusant dans le plomb une cavité vis-à-vis de la chambre, non seulement on recueillera les rayons pénétrants, mais aussi les mésotons et autres particules lentes, qui auront moins de matière à traverser. Cette analogie avec les montages de physique nucléaire (2) nous a conduit à modifier le dispositif d'étude des mésotons.

La figure 1 représente la masse de plomb située au-dessus de la chambre de

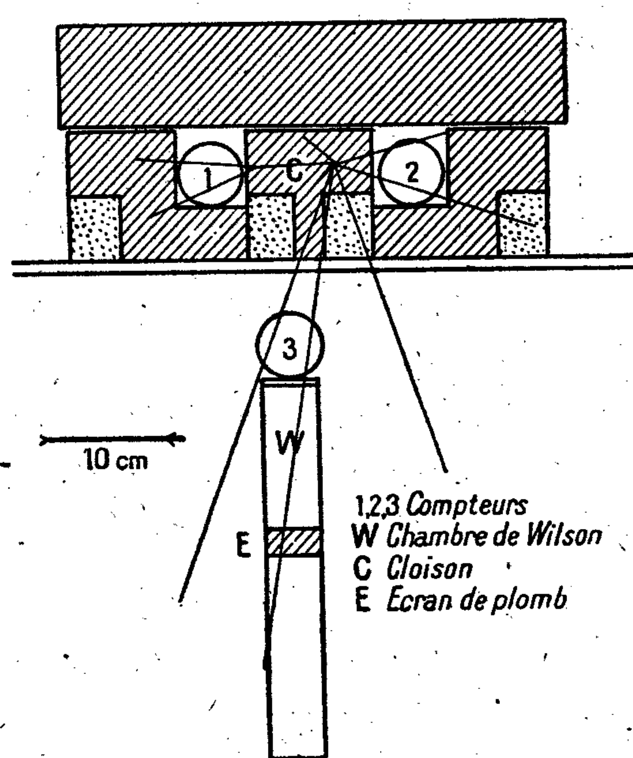


Fig. 1. — Gerbe de mésotons et de particules lourdes.

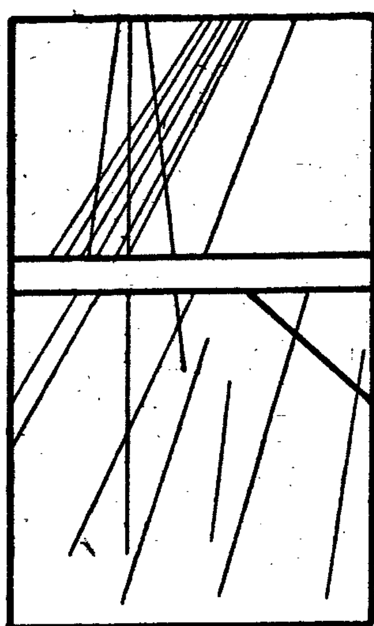


Fig. 2.

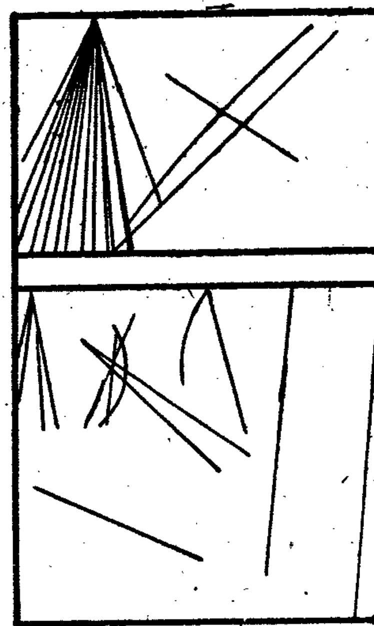


Fig. 3.

Wilson et trois compteurs qui en commandent la détente. Les deux premiers sont logés dans le plomb, protégés par 4 à 12^{cm} d'écran. La cloison qui les sépare est dans le plan vertical de la chambre. Le troisième compteur repose sur la chambre de Wilson de manière à ce que les particules créées dans la cloison et ayant actionné ce compteur après traversée de simples cales de bois, aient une grande chance de pénétrer dans la chambre. Cette modification et la meilleure protection contre les gerbes de l'air parasites expliquent sans doute le rendement élevé en clichés intéressants ou nouveaux par rapport à

(1) P. Auger et J. Daudin, *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 24.

(2) J. Daudin, *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 348; **216**, 1943, p. 200.

l'état de nos connaissances il y a deux ans. Les clichés font partie d'une série de 1200 pris cet été au col du Lautaret (2060^{m}) en trois semaines à peine.

Décrivons ici quelques-uns des plus significatifs :

II. *Gerbes de mésotons.* — Sur le cliché de la figure 2, une gerbe de 7 rayons pénètre dans la chambre. Son origine paraît se trouver dans la cloison. Deux ou trois trajectoires sont arrêtées dans l'écran de plomb 15^{mm} qui divise la chambre, mais trois sont pénétrantes et ne subissent que de faibles déviations. Le proton issu de l'écran de plomb pourrait avoir été éjecté par l'un de ces mésotons. Un quatrième corpuscule traverse l'écran mais n'appartient pas à la même gerbe.

L'explosion a bien eu lieu dans la cloison comme prévu. Elle a projeté des particules pénétrantes qui ne paraissent pas avoir subi d'accident en traversant la cloison et la matière interposée. Celles de ces particules qui ne traversent pas l'écran ne paraissent pas *a priori* différentes de nature ou d'énergie. Ces particules sont donc probablement absorbées en un seul acte avec une dégradation suffisante de l'énergie pour qu'aucune des particules secondaires ne puisse émerger du plomb.

Ces absorptions brutales sont courantes en physique nucléaire. Le proton expulsé par l'une des particules vient à l'appui de ces vues.

Enfin la particule pénétrante isolée appartient forcément à une autre gerbe de mésotons et suggère l'existence de gerbes simultanées comme celles que l'on observe dans les cascades d'électrons.

III. *Gerbes de paires.* — La détente qui a permis de saisir le cliché de la figure 3 était commandée par la coïncidence de trois compteurs écartés de 2^{m},50 les uns des autres ; deux d'entre eux étaient protégés par 4^{cm} de plomb. Il s'agit donc là de trajectoires faisant partie d'une grande gerbe de l'air particulièrement riche en rayonnements pénétrants. Une gerbe secondaire a jailli dans le laiton de la paroi supérieure de la chambre. Elle comprend une particule ionisante qui s'arrête dans le plomb. Des 14 autres trajectoires visibles, 10 sont groupées en 5 paires serrées, régulièrement disposées, sans pinceau central plus dense. Cette figure peut difficilement être attribuée à une gerbe en cascade ordinaire. En outre, l'un des corpuscules de la paire de gauche traverse avec une faible déviation. La plupart des autres trajectoires sont bloquées, sauf celles de la quatrième paire qui donnent naissance à une gerbe secondaire de 7 trajectoires. Deux au moins des corpuscules ne sont donc pas des électrons.

Il est tentant de considérer cette gerbe comme une gerbe de mésotons dont certains traversent, d'autres sont bloqués et d'autres font jaillir une nouvelle gerbe. Trois clichés Wilson ([3]) antérieurement connus nous ont également montré des paires de mésotons.

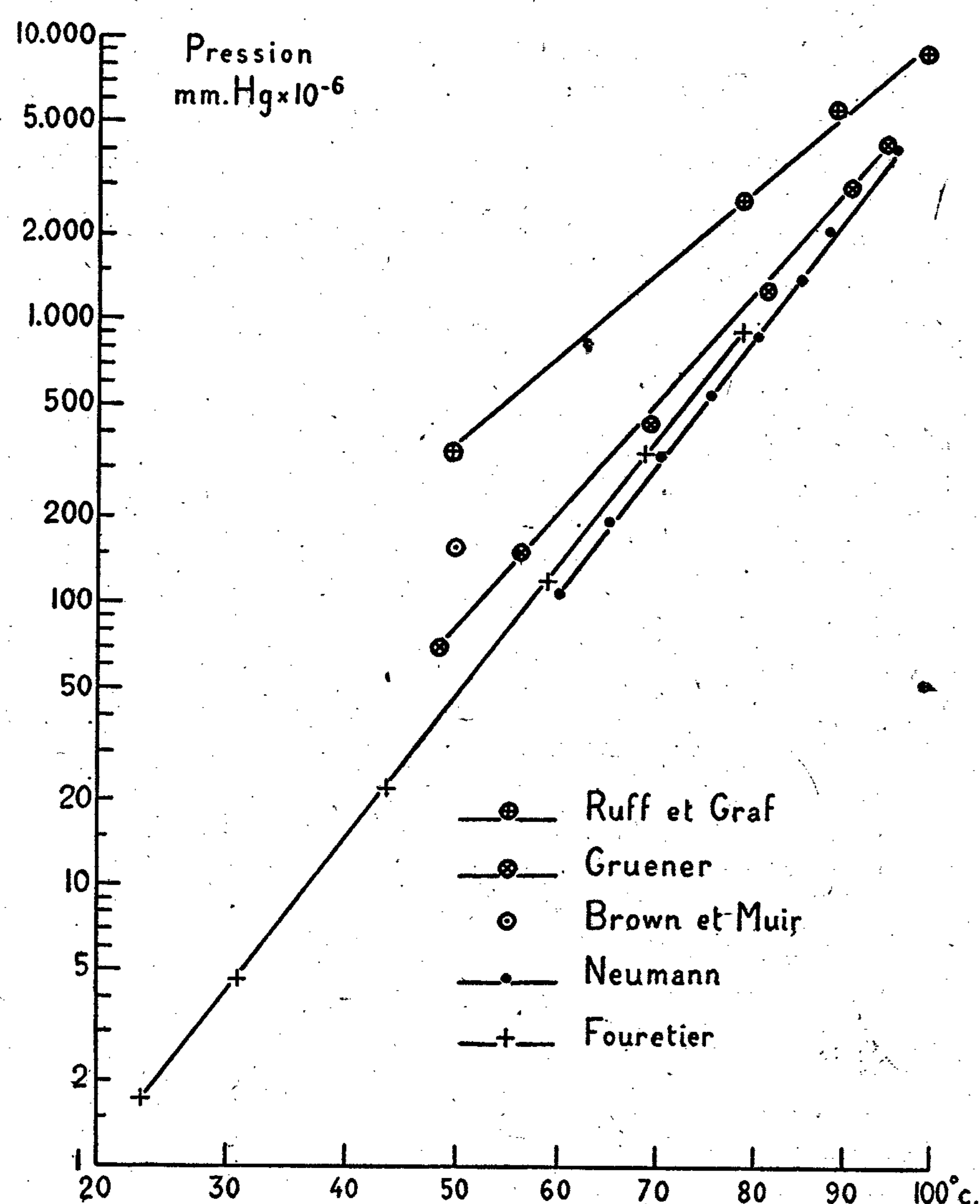
([3]) HERZOG et BOSTIK, *Phys. Rev.*, 59, 1941, p. 122; HUGUES, *ibid.*, 60, 1941, p. 1414; SOWELL, *ibid.*, 60, 1941, p. 513.

PHYSICOCHIMIE. — *Mesure de la pression de vapeur saturante du soufre orthorhombique*. Note de M. **Georges Fouretier**, présentée par M. Charles Fabry.

La pression de vapeur saturante du soufre solide a été étudiée :

a. par la méthode du courant gazeux, par Gruener (¹), Ruff et Graf (²) et (³) et Brown et Muir (⁴) ;

b. par la méthode d'écoulement moléculaire, par Neuman (⁵). Celui-ci a modifié la méthode de la façon suivante : il mesure la force de réaction exercée



par la vapeur de soufre sur la paroi opposée à l'orifice d'écoulement et la vitesse d'évaporation à travers cet orifice. La première mesure lui donne P et la seconde P $\sqrt{M}$, P étant la pression de vapeur saturante du soufre et M sa masse moléculaire.

(¹) *J. Am. Chem. Soc.*, 29, 1907, p. 1396.
(²) *Ber. d. Deutsch. Chem. Ges.*, 40, 1907, p. 4199.
(³) *Z. anorg. Chem.*, 58, 1908, p. 209.
(⁴) *Phys. Rev.*, 2ᵉ série, 41, 1932, p. 111.
(⁵) *Z. Phys. Chem.*, Abt., A, 171, 1934, pp. 399 et 416.

Ces diverses mesures ont donné des nombres extrêmement divergents; par exemple pour 50°, les nombres interpolés sur les courbes des divers expérimentateurs sont en mm Hg $\times 10^{-6}$: 68 (1), 360 (2 et 3) — 155 (4) et 37,1 (5). De plus les pentes des courbes ne sont pas les mêmes, de sorte que les divergences, relativement faibles aux températures élevées (vers 100°), vont en s'accentuant aux basses températures. Dans ces conditions il était intéressant d'appliquer au soufre notre méthode de mesure directe des pressions de vapeur par action sur un piston [6]. Nous donnons dans le tableau ci-dessous les résultats de nos mesures à côté de ceux des autres auteurs en mm Hg $\times 10^{-6}$.

Température (°C).....	23,0.	30,9.	43,7.	48,6.	49,7.	50.	56,4.	58,4.
Résultats personnels.	1,7	4,65	22	–	–	–	–	119
Gruener............	–	–	–	70	–	–	150	–
Ruff et Graf........	–	–	–	–	340	–	–	–
Brown et Muir......	–	–	–	–	–	155	–	–
Neuman............	–	–	–	–	–	–	–	–

Température (°C).....	60,8.	64,9.	68,3.	68,8.	70,0.	74,9.	78,3.	78,4.
Résultats personnels.	–	–	338	–	–	–	920	940
Gruener............	–	–	–	430	–	–	–	–
Ruff et Graf........	–	–	–	–	–	–	2700	–
Brown et Muir......	–	–	–	–	–	–	–	–
Neuman............	108	194	–	–	328	544	–	–

D'ailleurs il résulte des mesures de Neuman que la masse moléculaire de la vapeur de soufre aux températures considérées correspond à la formule S_8.

Nos résultats peuvent se représenter par la formule $\log P = 11,664 - 5166/T$, P étant la pression de vapeur exprimée en mm Hg et T la température en °K.

Température (°C)......................	23,0.	30,9.	43,7.	58,4.	68,3.	78,3.	78.4.
p mesurée en mm Hg $\times 10^{-6}$......	1,7	4,65	22	119	338	920	940
p calculée par la formule..........	1,67	4,72	23	124	343	927	936

Nos résultats sont donc bien cohérents; de plus ils sont bien reproductibles, comme le montrent les mesures à 78°,3 et 78°,4, faites l'une au début et l'autre à la fin de la série. Dans l'ensemble ils sont beaucoup plus voisins des nombres de Neuman que des autres. La différence à peu près constante en valeur relative entre ces nombres et les nôtres pourrait s'expliquer par une erreur de Neuman sur la surface d'écoulement réellement mise en jeu, ou par le fait que l'orifice utilisé ne peut pas être considéré comme étant en mince paroi comme Neuman l'a admis. Quant aux différences existant entre les résultats de notre méthode et ceux de la méthode du courant gazeux, elles posent la question de la formule de la vapeur de soufre, qui paraît cependant tranchée par le travail de Neuman, car les erreurs possibles sur la surface de l'ouverture en mince paroi équivalente à l'orifice d'écoulement doivent affecter dans la même proportion les déter-

(6) *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 667.

minations de P et de $P\sqrt{M}$ sans modifier finalement le résultat obtenu pour M. Étant données les divergences des divers auteurs qui ont employé la méthode du courant gazeux, il semblerait légitime d'incriminer la présence de petites quantités d'impuretés volatiles dans le soufre employé par eux. Cette cause d'erreur est éliminée dans le travail de Neuman et dans le nôtre, du fait que dans l'un et l'autre une fraction très importante de l'échantillon de soufre étudié est évaporée, contrairement à ce qui a lieu dans les méthodes d'entraînement.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence de la dévitrification sur la conductibilité électrique des verres du système* SiO^2-Na^2O. Note de M. **Marc Foëx**, présentée par M. Paul Lebeau.

Ce travail a pour objet l'étude de la conductibilité électrique du système SiO^2-Na^2O, soit vitreux, soit dévitrifié. Antérieurement Schwarz et Halberstadt [1] avaient déjà étudié la conductibilité électrique de trois verres de ce système ainsi que celle de quelques silicates de sodium cristallisés.

Les verres sont obtenus par fusion en creuset de platine de mélanges convenables de silice et de carbonate de sodium purs. Cependant les mélanges riches en silice, dont la fusion nécessite une température relativement élevée (1300° à 1800° C.), ont été fondus en creuset de carbone, chauffé sous vide dans un four à résistance de graphite. Les échantillons ainsi préparés sont soigneusement recuits, puis analysés.

On effectue les mesures de conductibilité électrique, en courant alternatif, sur des éprouvettes de 1 à 2^{cm} de longueur et de 0,4 à 0^{cm^2},8 de section.

Après mesure de leur conductibilité, les verres sont dévitrifiés par traitement à une température suffisamment élevée suivi d'un refroidissement lent.

A l'extrémité du système, pour la silice pure, on a utilisé une éprouvette de quartz finement broyé et aggloméré.

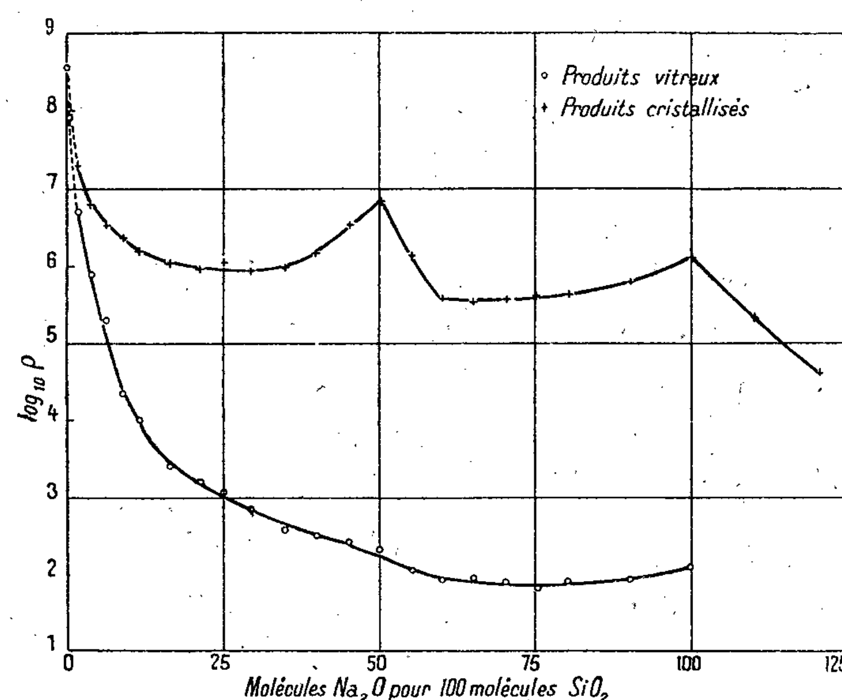
La variation de la résistivité ρ des échantillons vitreux et dévitrifiés se fait dans de larges intervalles de température suivant la relation $\rho = A e^{B/T}$, où A et B sont deux constantes dépendant de la composition de l'échantillon étudié et T la température absolue. La variation est moins rapide (B plus petit) pour les verres que pour les produits dévitrifiés, elle est maximum lorsque ces derniers sont formés par un composé défini cristallisé ($2SiO^2$-Na^2O, SiO^2-Na^2O). Dans les différents cas la conductibilité électrique des échantillons est d'ordre électrolytique.

Les courbes isothermes (450°C.) de la figure sont obtenues en portant les logarithmes des résistivités (ohms-cm) des échantillons étudiés (verres et produits dévitrifiés) en fonction de leur composition moléculaire.

(1) *Zeits. anorg. Chem.*, 199, 1931, p. 33.

Partant de la silice, considérons les verres de teneur croissante en oxyde de sodium : la résistivité diminue d'abord rapidement, puis de moins en moins vite à mesure que la teneur en alcali augmente, elle passe ensuite par un minimum très étalé (60 à 80 Na^2O-100 SiO^2) et se relève enfin très légèrement au voisinage de la composition SiO^2-Na^2O, dans les conditions de nos essais.

La résistivité des produits dévitrifiés diminue aussi très rapidement avec l'augmentation de la teneur en oxyde de sodium. La courbe passe par un minimum très étalé (20 à 35 Na^2O-100 SiO^2), puis présente ensuite un premier maximum (2 SiO^2-Na^2O). Après une autre région de valeurs minima (60 à 80 Na^2O-100 SiO^2), la courbe se relève à nouveau et atteint un deuxième maximum (SiO^2-Na^2O). Les deux maxima correspondent aux composés définis mis en évidence par les courbes de fusion ([2]). Les eutectiques SiO^2 (quartz)-2 SiO^2-Na^2O (34,2 Na^2O-100 SiO^2) et 2 SiO-$^2Na^2O$ SiO^2-Na^2O (59,1 Na^2O-100 SiO^2) se situent dans les zones de résistivité minima.



On observe, au voisinage du point de fusion des composés définis ou des mélanges eutectiques, une augmentation considérable de la conductibilité électrique.

En l'absence d'oxyde de sodium, la résistivité du verre de silice (10^8-10^9 ohms à 450°C.) est presque du même ordre que celle du quartz broyé et aggloméré (10^9-10^{10} ohms à 450°C.). La différence diminue lorsque la température s'élève et est encore très réduite si l'on opère sur un verre de silice broyé et aggloméré dans les mêmes conditions que le quartz. Le rapport des résistivités des produits dévitrifiés et vitreux augmente rapidement avec la teneur en oxyde de sodium et devient très important; il atteint des valeurs maxima pour les compositions stœchiométriques 2 SiO^2-Na^2O et SiO^2-Na^2O (32590 et 10000 à 450°C.); enfin il est d'autant plus considérable que la température de mesure est moins élevée.

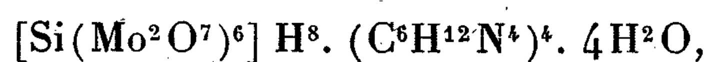
([2]) F. C. KRACEK, *J. Phys. Chem.*, 34, 1930, p. 1583.

Dans le cas d'une dévitrification partielle des verres silico-sodiques, généralement la conductibilité électrique diminue plus ou moins rapidement à mesure que la dévitrification progresse. Cependant la conductibilité des verrres plus riches en silice que l'eutectique SiO^2 $2SiO^2$-Na^2O (34,2 Na^2O-100 SiO^2) augmente tout d'abord, lorsqu'on les dévitrifie à une température supérieure à celle de l'eutectique (793°C.). On provoque alors une cristallisation de silice [quartz au-dessous de 870°C., tridymite entre 870° et 1470°C. ([2])], le verre s'enrichit en oxyde de sodium, sa conductibilité croît, augmentant ainsi la conductibilité du produit partiellement dévitrifié. Par dévitrification totale à une température inférieure à 793°C., la conductibilité diminue beaucoup.

En résumé, *la dévitrification totale d'un verre silicosodique a donc pour effet de diminuer considérablement sa conductibilité électrique.*

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Dosage de la silice.*
Note de M. **Clément Duval**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le silicomolybdate d'hexaméthylène tétramine



$$[Si(Mo^2O^7)^6]\,H^8.\,(C^6H^{12}N^4)^4.\,4H^2O,$$

dont la préparation est indiquée dans une Note précédente ([1]), peut se prêter au dosage volumétrique de la silice comme à son dosage gravimétrique d'après l'un des trois procédés suivants.

Première méthode de dosage. — Le précipité, recueilli sur un microcreuset filtrant ou sur un papier-filtre sans cendres, lavé avec l'acide acétique et l'alcool éthylique, est légèrement desséché à l'étuve, puis introduit (avec le creuset ou le papier) dans un ballon à distiller à large goulot de 300$^{cm^3}$ (modèle servant au dosage des goudrons), contenant 50$^{cm^3}$ d'eau distillée et 1,5 à 2^g d'acide tartrique. Le reste de l'opération est conduit comme l'indique Paulais ([2]). Le silicomolybdate est détruit à l'ébullition et l'aldéhyde formique résultant transformé en sa combinaison bisulfitique puis titré par iodométrie. La méthode est particulièrement avantageuse même si l'on fait une légère erreur dans les titrages. En effet 1^{mg} de silice correspond à 8$^{cm^3}$ d'iode décinormal.

En accord avec Paulais, et à condition d'obéir aux prescriptions de son Mémoire, nous estimons que la précision atteinte est de l'ordre de 1/100. Le procédé se prête encore aux déterminations microchimiques, par exemple au dosage de 0^{mg},1 de silice dans 1$^{cm^3}$ de liquide; mais il est certainement possible de descendre au-dessous de cette teneur, limite à laquelle nous avons opéré et de doser la silice dans les cendres végétales et dans les alliages légers.

La durée de l'opération totale est 2 h. 15 min., c'est-à-dire du même

(1) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 119.
(2) *Bulletin des Sciences pharmacologiques*, **49**, 1942, p. 191.

ordre de grandeur que la gravimétrie dans laquelle on pèse l'ensemble $SiO^2 + 12MoO^3$.

Avant d'avoir connaissance du travail de Paulais, nous utilisions le dosage de l'hexaméthylènetétramine par la méthode bien connue de Bougault et Gros ([3]). Dans ce cas une molécule-gramme de silice correspond encore à 48 atomes-grammes d'iode. La précision est la même, ainsi que la durée de l'opération.

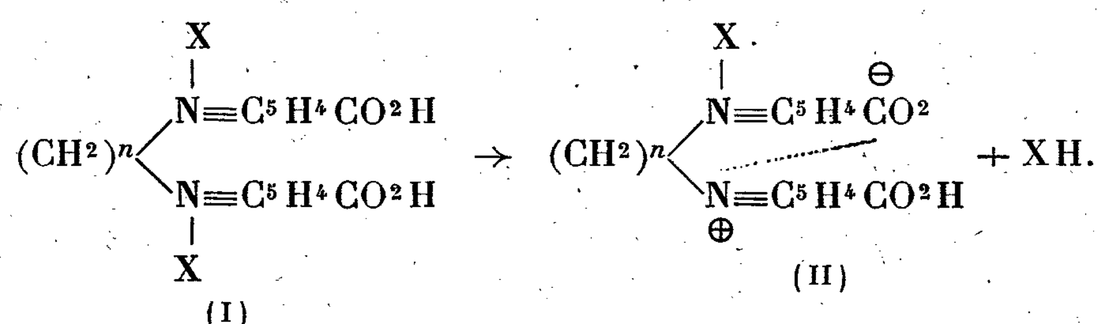
Deuxième méthode volumétrique. — Le précipité, de silicomolybdate d'hexaméthylènetétramine est préparé dans un becher-filtre d'Emich avec un volume connu de solution de formine titrée (1^g de substance dans 1^{cm^3} d'eau). La liqueur filtrée, recueillie ainsi que les eaux de lavage (liqueur d'acide tartrique à 25 %), est soumise à l'entraînement par la vapeur d'eau. Il n'y a pas lieu de se préoccuper du trouble laiteux pouvant apparaître parfois dans l'action de l'acide organique sur le molybdate d'ammonium en excès. Cette méthode par différence est un peu moins précise que la première, mais elle permet de gagner une dizaine de minutes. La quantité d'hexaméthylènetétramine en excès est égale au nombre de centimètres cubes d'iode décinormal utilisés pour effectuer le deuxième virage de l'amidon, multiplié par le facteur 0,00117.

Troisième méthode volumétrique. — La liqueur jaune de silicomolybdate alcalin peut être dosée à l'aide d'une solution titrée d'hexaméthylènetétramine en suivant la précipitation par conductibilité (montage classique de Kohlrausch-Dutoit). Dans le vase à électrodes de platine (non récemment replatinées, pour éviter la réduction catalytique du molybdate en bleu de molybdène), on dispose 1^{cm^3} de la solution à doser (contenant de $0^{mg},1$ à 2^{mg} de silice), 8 gouttes d'une solution de molybdate d'ammonium à 20 %, 0,5 à 1^{cm^3} d'acide acétique cristallisable (quantité déterminée préalablement sur un témoin de façon à amener le pH de la liqueur au voisinage de 3). La liqueur titrée d'hexaméthylènetétramine (environ 9^g par litre d'eau) est préparée par pesée directe sur un produit parfaitement inodore et se conserve bien pendant plusieurs mois. Versée avec la microburette, elle conduit à un point anguleux de la courbe : résistance électrique/volume de réactif, d'autant plus net que l'agitation a été plus parfaite entre deux additions de liqueur. La précision atteinte est de 1/40. La durée du titrage varie de 10 à 20 minutes. Remarquons que la méthode gravimétrique n'est pas quantitative si l'on opère à froid, mais, en électrotitrage, il n'est pas nécessaire d'opérer à 65° pour obtenir des résultats acceptables compatibles avec une méthode aussi rapide.

([3]) *Journal de Pharmacie et de Chimie*, 7e série, **26**, 1922 p. 5; GROS, *ibid.*, 8e série, **22**, 1935 p. 241.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sels basiques à fonction bétaïne dans la série des pyridiniums quaternaires.* Note de MM. **Jean-Albert Gautier** et **Eugène Leroi**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons fait connaître (¹) l'existence, dans la série des bases bis-pyridiniums à fonction acide, de sels quaternaires anormaux *basiques* (II) qui résultent de l'élimination *spontanée* d'une molécule d'hydracide à partir d'une molécule du sel *neutre* normal (I), avec création d'une liaison bétaïnique



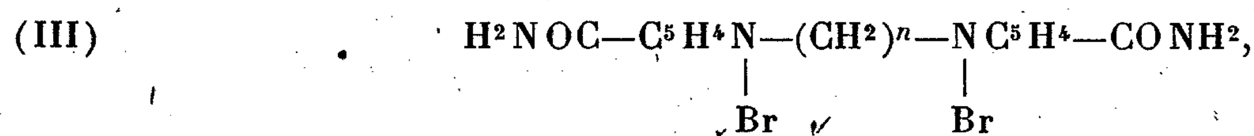
Nous avons montré aussi que cette dernière unissait, selon toute probabilité, azote et carboxyle de deux cycles différents d'une même molécule.

Ce phénomène singulier, que nous avons observé également dans le cas de certains mono-pyridiniums (²), a été rarement signalé jusqu'ici chez les dérivés de la pyridine; il rappelle la formation bien connue des sels *basiques* d'amino-acides ou de bétaïnes, pour laquelle nulle explication de caractère général n'a été proposée, et peut contribuer à l'éclaircir.

Nous avons donc étudié la formation des sels basiques dans la série des bis-pyridiniums rappelée plus haut, en faisant varier systématiquement la longueur de la chaîne carbonée entre azotes $(CH^2)^n$, ainsi que la nature de l'halogène, X = Cl, Br et I. Nous avons pour cela préparé tout d'abord les bromures, en condensant l'acide nicotinique avec les carbures ω-dibromés symétriques (de C^2 à C^6).

L'acide est chauffé en tube scellé à 150° avec un excès du dibromure d'alcoyle; à l'ouverture du tube, le contenu en est dissous dans l'eau; après décoloration, le sel cristallise par concentration ou addition d'acétone, puis on le fait recristalliser de l'alcool aqueux.

Ultérieurement un procédé d'obtention par voie détournée s'est révélé plus pratique : il est basé sur la facile condensation de l'*amide* nicotinique avec les mêmes dibromures d'alcoyle, suivie de l'hydrolyse du dibromure de bis-carbamino-pyridinium obtenu (III) :

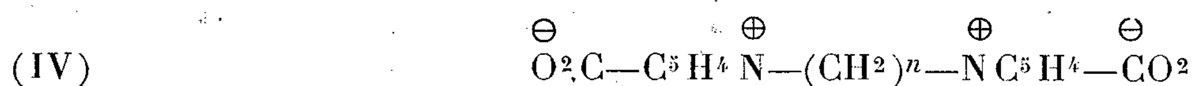


en sel de bis-carboxypyridinium (I) ou (II).

(¹) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 669.
(²) Recherches inédites.

Une molécule d'amide en solution éthylique saturée est chauffée au bain-marie avec une molécule de dibromure d'alcoyle; au cours du chauffage on observe rapidement une précipitation massive du produit, qu'on essore après avoir chauffé encore une à deux heures. Le sel (III), recristallisé de l'alcool aqueux, est hydrolysé par ébullition avec Br H concentré, puis on évapore à sec; le résidu est constitué par un mélange de sel de bis-carboxypyridinium [(I) ou (II)] et de $BrNH^4$, qu'on sépare par cristallisation fractionnée.

En possession des bromures quaternaires, nous accédions aisément aux bis-bétaïnes correspondantes



(IV) $\overset{\ominus}{O^2C}—C^5H^4\overset{\oplus}{N}—(CH^2)^n—\overset{\oplus}{N}C^5H^4—\overset{\ominus}{CO^2}$

par déshalogénation au moyen de OAg^2; puis, des bis-bétaïnes, nous régénérions, par traitement avec les divers hydracides, les sels quaternaires respectivement chlorés, bromés et iodés. Or, la nature des sels obtenus, représentés par les formules générales (I) ou (II), varie suivant qu'on fait, dans ces formules, X = Cl, Br ou I, $n = 2$, 3, 5 ou 6.

Parfois on a obtenu d'emblée le sel neutre *normal* (I) à l'état stable, sans rencontrer près de lui le dérivé basique (II); dans d'autres cas on a isolé tout d'abord un sel neutre, mais qui, plus ou moins instable, n'a pas tardé, au cours des recristallisations, à se dissocier en une molécule de sel basique et une molécule d'hydracide; dans d'autres cas encore, le sel basique a seul été isolé, sans qu'il soit possible même d'entrevoir le sel neutre.

Il est clair que ces observations traduisent la propension variable des sels (I) à la dissociation, ou, ce qui revient au même, l'aptitude à la bétaïnisation que présentent carboxyle et azote opposés. Ajoutons que, dans le cas de la formation exclusive ou non du sel basique, toutes les tentatives d'obtention directe ou détournée d'un sel neutre correspondant stable ont échoué.

Nos résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous; *n* désigne le nombre de chaînons méthyléniques entre azotes; N indique la formation d'un sel neutre stable; N/B, d'un sel neutre instable évoluant en sel basique; B, d'un sel basique exclusivement.

	$n = 2$.	$n = 3$.	$n = 5$.	$n = 6$.
Cl............	B	N/B	N	N
Br............	B	N/B	N/B	N
I............	B	B	B	N

On voit que la stabilité du sel neutre croît : 1° quand s'allonge la chaîne méthylénique; 2° quand on passe de l'iode au brome puis au chlore.

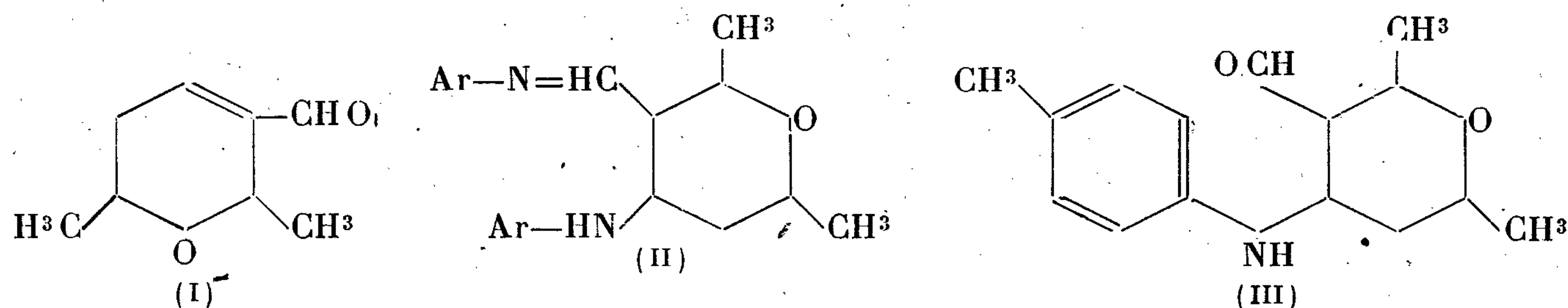
Nous tentons présentement d'interpréter, à la lumière de ces faits, la formation des sels basiques de bétaïnes.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Dérivés quinoléiques à partir de l'aldéhyde dimère de l'aldéhyde crotonique*. Note de M. **Jean Jacques**, présentée par M. Marcel Delépine.

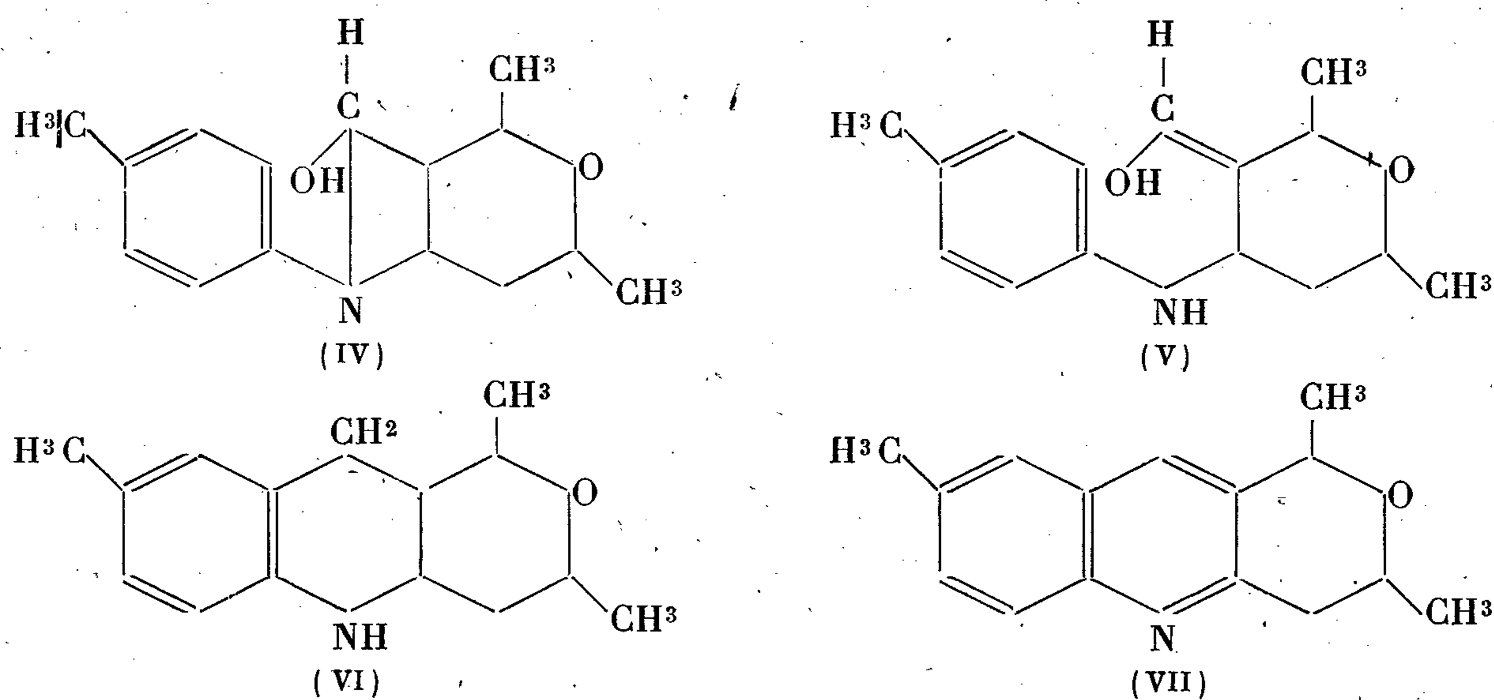
Le dimère de l'aldéhyde crotonique est, d'après M. Delépine, l'aldéhyde éthylénique (I). Il semblerait donc pouvoir jouer, dans ses réactions avec les amines aromatiques, le rôle que l'on prête aux dérivés carbonylés α éthyléniques dans l'explication classique des synthèses quinoléiques de Skraup et de Doebner et Miller. Conformément à l'hypothèse admise, j'ai pu, à partir de cet aldéhyde, synthétiser des dérivés quinoléiques d'un type nouveau, avec toutefois cette intéressante singularité qu'il m'a été possible de saisir, l'une après l'autre, les diverses étapes qui y mènent.

Il ne sera fait état dans la présente Note que des produits obtenus à partir de l'aldéhyde dicrotonique et de la *p*-toluidine : ces corps offrent en effet l'exemple d'une série de transformations faciles à conduire avec un bon rendement. Mais il est possible d'étendre ces résultats à des anilines substituées très diverses.

Une molécule d'aldéhyde (I) se combine à froid avec deux molécules d'amine aromatique pour donner des corps de la forme (II). Une molécule de base se fixe sur la double liaison, une autre réagit avec la fonction aldéhyde pour



donner une base de Schiff. Cette base est hydrolysée à froid par les acides dilués et, par suite du départ d'une seule des deux molécules de l'amine combinée précédemment, il se forme des corps répondant à la forme brute de



l'amino-aldéhyde (III), mais dont la structure pourrait aussi bien être (IV) ou (V). Le choix entre ces trois formules s'avère délicat.

Quoi qu'il en soit, ces corps, à leur tour, traités à ébullition par un acide fort étendu, fournissent un mélange de tétrahydroquinoléine et de quinoléine à cycle pyranique accolé répondant aux schémas (VI) et (VII).

$C^{22}H^{28}ON^2$ (II). — On mélange une molécule d'aldéhyde dicrotonique et deux molécules de *p*-toluidine. Après 24 heures on reprend la masse brune par l'alcool froid. Le dérivé attendu cristallise. On essore et lave à l'alcool pour éliminer les résines colorées. Rdt brut, environ 70 %. Le produit recristallisé deux fois dans l'acétone fond vers 179° avec décomposition partielle. Il se présente sous forme d'aiguilles incolores très peu solubles dans l'alcool.

$C^{15}H^{21}O^2N$ (III). — A $11^g,2$ (1/30 de mol.) du corps précédent mouillé par quelques gouttes d'alcool on ajoute 100^{cm^3} d'eau et 10^{cm^3} de SO^4H^2 conc. La base se dissout rapidement, surtout si l'on tiédit un peu. Dès que la solution est limpide, on ajoute 40^{cm^3} de soude à 36° B. Il se forme immédiatement un magma cristallin tandis que la solution dégage une forte odeur de *p*-toluidine. Celle-ci est entraînée à la vapeur d'eau. Le produit cristallin non entraîné est essoré, lavé à l'eau, séché et recristallisé dans l'alcool. Le rendement est voisin de la théorie. Aiguilles fondant à 192-193°. Solubilité dans l'alcool à 9° : $2^g,28$ dans 100^{cm^3}. Ce corps réduit le nitrate d'argent.

$C^{15}H^{21}ON$ (VI). — 10^g du produit précédent sont additionnés de 60^{cm^3} d'eau et 20^{cm^3} de ClH conc. On fait bouillir à reflux une demi-heure. Dès que la dissolution est presque achevée, il précipite un chlorhydrate en aiguilles. On en a environ $3^g,5$, ce qui ne représente qu'une faible partie de ce qu'on aurait pu attendre; nous verrons qu'il s'est formé en même temps un chlorhydrate plus soluble. Le chlorhydrate peu soluble ($0^g,7$ pour 100^{cm^3} d'eau froide) est titré par la soude en présence de phtaléine, et la base en est libérée. Celle-ci, recristallisée dans l'alcool, se présente en gros prismes allongés F 105-106°. Son analyse correspond à celle de la tétrahydroquinoléine (VI). Cette base et ses sels réduisent le nitrate d'argent à froid. Elle donne un picrate (F 197-198°), un nitrate peu soluble, un chloroplatinate qui cristallise avec $4OH^2$ et qui se détruit à l'ébullition en libérant du platine. Traitée convenablement, cette hydroquinoléine fournit un dérivé nitrosé et un dérivé benzoylé, ce qui confirme bien la structure proposée.

$C^{15}H^{17}ON$ (VII). — L'eau mère ayant abandonné le chlorhydrate du corps précédent, concentrée jusqu'à ce qu'elle n'en laisse plus déposer, est filtrée et additionnée d'un excès de soude. On recueille une poudre blanche, qu'on fait recristalliser dans l'alcool. Cristaux en carrés F 135°. C'est la quinoléine VII.

Elle ne réduit pas le nitrate d'argent, mais donne au contraire un composé d'addition avec ce dernier $C^{15}H^{17}ON, NO^3Ag$.

Elle fournit un picrate très peu soluble dans l'alcool (F 217-218°) et un chloroplatinate cristallisé en rectangles dont les solutions aqueuses sont stables à l'ébullition. Son chlorhydrate est si soluble qu'il donne des sirops qui ne cristallisent que difficilement. C'est la différenee de solubilité de ces sels qui permet de séparer aisément les deux produits formés par dismutation.

LITHOLOGIE. — *Sur les associations de* minéraux lourds *de quelques rivières de la bordure sud du Bassin de Paris.* Note de M. **Boris Brajnikov** et M[lle] **Solange Duplaix.**

L'alluvion d'un cours d'eau représente en quelque sorte un échantillon moyen des minéraux *stables* contenu dans les roches qui affleurent en amont dans son bassin. Cet énoncé, généralement vrai, doit être commenté ainsi : la nature et la dimension des grains minéraux charriés par le cours d'eau sont fonction de sa *compétence* (¹); l'apport des versants est fonction de leur pente, du régime pluviométrique local, de leur nature et de celle de leur revêtement. En définitive la composition de l'alluvion est fonction de

$$\text{compétence du fleuve} + \frac{\text{écoulement, nature des versants}}{\text{compétence du fleuve}}.$$

On ne sait pas départager quantitativement la contribution de chacun de ces deux facteurs, mais il est évident que le rôle dominant incombe à la compétence du fleuve. Enfin il faut réserver le cas très spécial des rivières à estuaires (²).

La compétence des rivières qui descendent du versant nord du Massif Central est généralement grande; ceci laisse prévoir que leurs alluvions doivent être, pour une grande partie, composées des éléments provenant de leur bassin supérieur montagneux. C'est ce que révèle effectivement leur analyse minéralogique.

Les alluvions de ces rivières montrent les particularités suivantes : 1° dimension généralement grande des grains; 2° relative richesse en minéraux lourds; 3° disposition régionale, qui y laisse reconnaître les trois zones d'associations isochtones (³) indiquées ci-après :

à l'Ouest, le Clain (Poitiers), caractérisé par la prédominance de minéraux de métamorphisme avec *tourmaline* et *zircon* assez abondants;

au Centre, la Vienne (Limoges), la Creuse (Chitray), le Cher (Veretz) et l'Indre (Châteauroux, basse terrasse) sont caractérisés par de l'*amphibole* avec de l'*épidote* et des *grenats* souvent abondants et aussi par leur pauvreté en *zircon* et en *tourmaline*. On peut en rapprocher les alluvions de l'Indre à

(¹) Ce mot a été emprunté par J. Bourcart de l'anglais *competency*, qui signifie « la faculté d'un cours d'eau de transporter les débris, évaluée par la dimension de la plus grande particule, galet ou bloc, qu'il peut déplacer en avant » [*Webster's New Intern. Diction. of the Engl. Lang.*, 1917. Cf. G. K. Gilbert, *The transportation of debris by running water* (*U. S. G. S., Prof. Pap.*, 86, 1914)].

(²) B. Brajnikov, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 572.

(³) *Ibid.* Je dis que deux associations ou formations sont *isochtones* quand leurs matériaux constituants sont originaires d'un même bassin d'alimentation; dans le cas contraire elles sont *hétérochtones*.

Buzançais, dont les minéraux dominants sont le *grenat* et l'*épidote*, mais avec une proportion notable des éléments métamorphiques et de *tourmaline* et très peu d'*amphibole*;

à l'Est, la Loire (Amboise) et l'Allier (Vichy), remarquables par leur richesse en *pyroxènes monocliniques*, pouvant atteindre près de 80 % des grains de minéraux lourds.

Les pyroxènes de la Loire doivent provenir directement du Massif Central cristallin, les dépôts secondaires et tertiaires des bassins de ces deux cours d'eau, étudiés jusqu'à maintenant, ne les renfermant que très rarement. On ne peut préciser davantage l'origine de ceux-ci que pour l'une des variétés reconnues, pour l'*augite gris mauve* que nous avons trouvée dans les produits de décomposition des basaltes à Saint-Flour, et qui semble être caractéristique des dépôts miocènes du Centre du Bassin de Paris ([4]). Cette augite serait donc originaire des basaltes auvergnats.

L'ensemble amphibole-épidote-grenat représente l'association type provenant des roches éruptives et métamorphiques du Limousin, observation corroborée par les études pétrographiques de J. Gandillot ([5]).

Le bassin du Clain est entièrement situé dans une série sédimentaire (Crétacé et Tertiaire), à part quelques pointements cristallins très réduits. L'origine de l'ensemble métamorphique qui caractérise ses alluvions doit donc être cherchée dans cette série sédimentaire. Ce sont surtout les formations continentales miocènes ou pliocènes qui ont fourni ces matériaux. On doit probablement assigner la même origine à l'ensemble métamorphique qui domine dans les dépôts de terrasses (a^1 et a^2) du bas Cher (avec une forte participation de l'apport des versants) et qui est aussi assez abondant dans les alluvions de l'Indre à Buzançais et de la Théols à Issoudun.

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *Recherches anatomiques sur le début de tumeurs corticales obtenues par inoculations superficielles de* Phytomonas tumefaciens *sur des tiges de* Pelargonium zonale. Note de Mlle **Christiane Noël**, présentée par M. Louis Blaringhem.

On sait qu'en inoculant le *Phytomonas tumefaciens* dans des tiges de *Pelargonium zonale*, de manière que la zone génératrice libéroligneuse soit atteinte, on obtient des tumeurs de structure complexe, constituées par un parenchyme renfermant une zone prolifératrice sinueuse. Toutefois, dans certains cas (Smith, Riker), on peut obtenir des tumeurs de structure analogue, mais sans relation avec le cylindre central et dérivant uniquement de l'écorce; il nous a paru intéressant de rechercher l'origine des tumeurs de ce type. Dans ce but

---

([4]) B. Brajnikov, *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 491.

([5]) Communication verbale.

nous avons badigeonné de jeunes entre-nœuds de *Pelargonium* avec un pinceau enduit d'une couche épaisse de *Phytomonas tumefaciens*, nous avons réalisé des expériences témoins en nous servant d'un pinceau imbibé de la même solution que celle servant à cultiver la bactérie.

Le simple fait de passer un pinceau à la surface d'un jeune entre-nœud provoque des lésions; des poils sont brisés et les cellules épidermiques qui environnent leur base sont plus ou moins déchirées; ces lésions provoquent quelques recloisonnements des cellules voisines, mais la prolifération cesse rapidement. Parfois les régions lésées se recouvrent de liège qui dérive de la prolifération de l'assise sous-épidermique. Ces réactions sont dues seulement

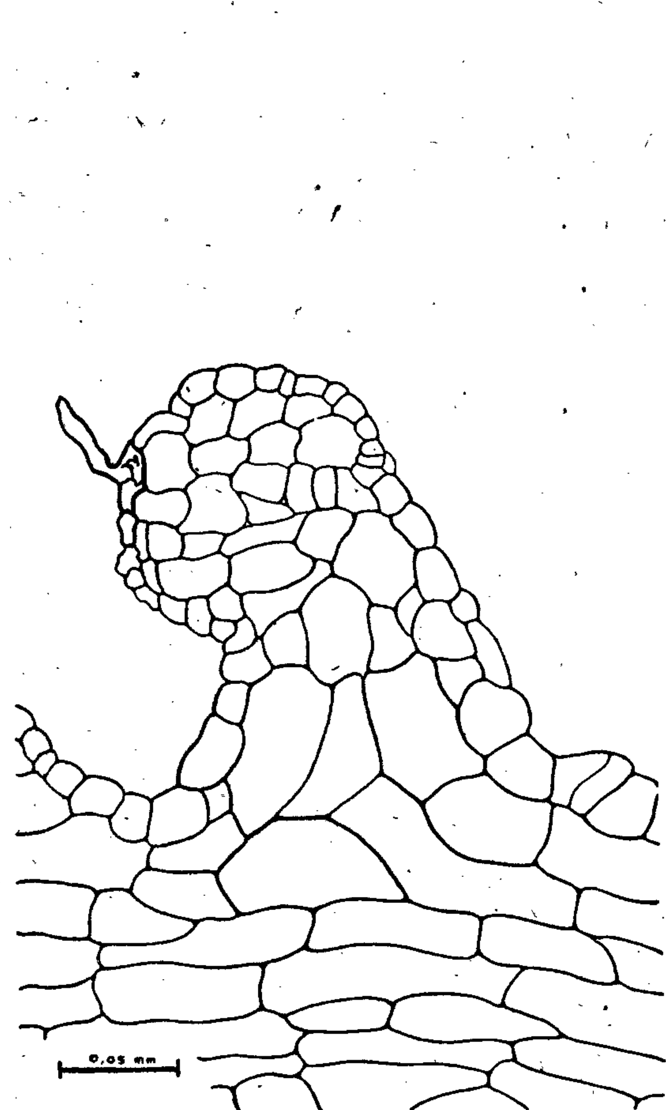


Fig. 1.

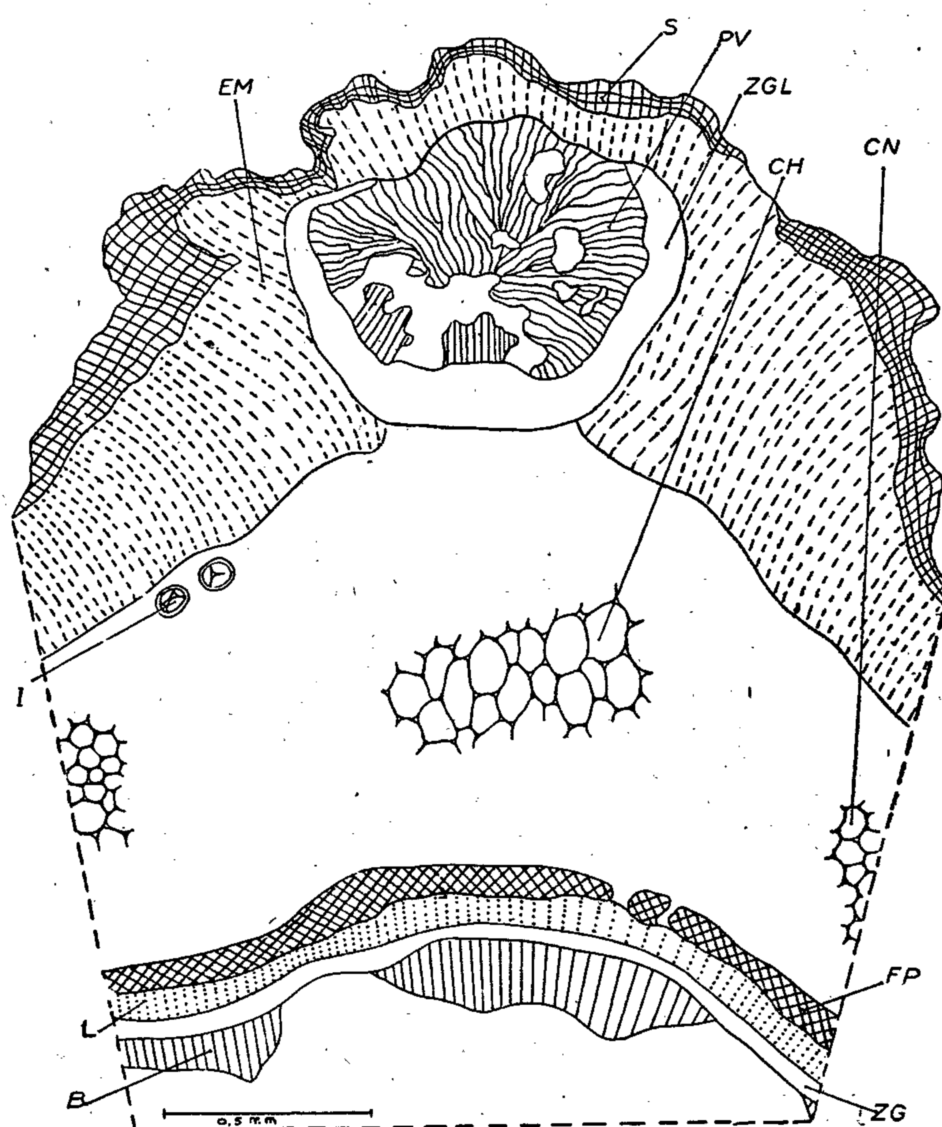


Fig. 2.

Fig. 1. — Coupe pratiquée dans une tumeur de *Pelargonium* obtenue par badigeonnage de la tige avec un pinceau chargé de *Phytomonas tumefaciens* (âge, 15 jours). Remarquer que le néoplasme dérive surtout de la division de l'épiderme et de l'assise sous-épidermique.

Fig. 2. — Coupe transversale dans une tige de *Pelargonium zonale* ayant produit une tumeur (âge, 34 jours). L'inoculation ayant été réalisée en badigeonnant la tige avec un pinceau chargé de *Phytomonas tumefaciens*. *PV*, parenchyme vasculaire; *ZGL*, zone génératrice libéro-ligneuse de la tumeur; *EM*, écorce modifiée; *S*, liège; *I*, infiltrations bactériennes dans des méats; *CH*, cellules corticales hypertrophiées; *CN*, cellules corticales demeurées normales; *FP*, fibres péricycliques; *ZG*, zone génératrice normale de la tige; *B*, bois.

au traumatisme provoqué par le pinceau, car elles se manifestent lorsque celui-ci n'est pas imbibé de solution nutritive.

Si le badigeonnage est effectué avec du *Phytomonas tumefaciens*, on observe au début les mêmes phénomènes que sur les témoins; ici la prolifération est

durable et aboutit à la formation de petites protubérances qui font saillie à la surface de la tige (*fig.* 1). Les cellules qui se multiplient le plus activement sont celles de l'assise sous-épidermique; l'épiderme et la deuxième assise de l'écorce se divisent aussi avec une moindre activité.

Certaines tumeurs proviennent des cellules environnant les bases de poils lésés; d'autres dérivent de stomates. On remarque, en effet, que les cellules bordant certaines chambres sous-stomatiques se cloisonnent sous l'influence des gouttes bactériennes ayant pénétré par l'ostiole, et qui forment un dépôt caractéristique dans la chambre. Toutefois la pénétration pourrait être favorisée par des traumatismes survenus au cours du badigeonnage.

Fréquemment la croissance de la tumeur s'arrête au bout de 15 jours; d'autres fois le développement se poursuit, et la tumeur favorisée, d'abord parenchymateuse, présente des cellules scléreuses groupées. Entre chacun des nodules ligneux et les éléments parenchymateux environnants, il se différencie une zone génératrice qui produit des vaisseaux aberrants sur sa face interne, et un tissu libérien anormal sur la face opposée (*fig.* 2, *ZGL*). Le tissu cortical environnant la tumeur proprement dite se modifie aussi par multiplication de ses cellules externes et par la seule hypertrophie des cellules situées dans la partie profonde. On distingue en outre, dans le tissu demeuré sain de l'écorce, des infiltrations bactériennes (*fig.* 2, *I*); la surface de la tumeur se couvre de liège.

Ainsi, par des lésions des plus infimes, on peut obtenir, à partir du parenchyme cortical externe, des tumeurs de structure complexe renfermant des zones génératrices libéroligneuses.

GÉOGRAPHIE BOTANIQUE. — *Sur la répartition et le mode de propagation du* Spartina Townsendi *sur la côte occidentale du département de la Manche.* Note ([1]) de M. **Jean Jacquet**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Le *Spartina Townsendi*, H. et J. Groves, a été découvert sur la côte W de la Manche par Potier de la Varde ([2]) à Saint-Léonard en 1930. De ce point initial de dispersion, la graminée a gagné Genêts en 1932 ([3]), puis Saint-Jean-le-Thomas en 1934 ([4]), et, après un temps d'arrêt pour doubler la pointe de Granville, d'un seul coup, en 1939, les hâvres de Bricqueville ([5]) et Blainville ([6]). Une étude récente ([7]) sur son extension dans celui de Regnéville,

([1]) Séance du 24 janvier 1944.
([2]) *Bull. Soc. Linn. de Normandie*, 8e série, 3, 1930, p. 51.
([3]) *Ibid.*, 8e série, 6, 1933, p. 71.
([4]) *Ibid.*, 8e série, 7, 1934, p. 105.
([5]) R. Potier de la Varde et P. Senay. *Bull. Soc. Bot. de Fr.*, 86, 1939, p. 388.
([6]) R. Meslin, *Bull. Soc. Linn. de Normandie*, 9e série, 2, 1941, p. 153.
([7]) J. Jacquet, *ibid.*, 9e série, 3, 1943, p. 71.

m'a permis d'y fixer son apparition à peu près à la même époque. Cette dissémination progressive du S au N doit être interprétée comme la preuve d'un apport par la mer. L'hypothèse est confirmée par les cartes de Hédouin, et les travaux de Thévenet ([8]), Lemoine ([9]) et Devoir ([10]), qui, tous, indiquent un courant littoral de flot du S au N. Après les marées du 14-17 octobre dernier, qui recouvrirent la grande spartinaie de Genêts, la laisse de haute mer devant les dunes du Bec d'Andaine était constituée presque uniquement de graines de *Spartina*, sur une largeur de 40^{cm} et s'allongeant immensément vers le N. Par contre, au sud de la spartinaie, aucune constatation semblable n'a pu être faite. Enfin l'allure de la colonisation de l'estuaire de la Sienne, que j'ai décrite antérieurement ([7]), témoigne aussi d'une origine maritime en provenance du S : implantations nombreuses et anciennes dans le présalé de la rive N, localisées dans la région la plus proche de l'ouverture du hâvre, et quelques pieds seulement, plus jeunes et secondaires, sur la rive S.

A Genêts s'étend une prairie presque pure, du Grouin du S, au Bec d'Andaine et couvrant vers le large $1^{km},5$ à 2^{km}. En avant, de nombreux pionniers de la végétation gagnent la tangue nue. Ainsi l'association, une fois constituée, s'est accrue dans une direction propre. Il y a donc lieu de distinguer un sens de dispersion de l'espèce (du S au N sur la côte W du Cotentin) et un sens d'extension de la colonisation (orienté à Genêts d'E en W).

La multiplication est favorisée par le transport de très nombreux pieds arrachés en entier, en raison de la violence des courants dans la baie du Mont Saint-Michel. Certains sont fertiles et en juillet dernier, j'ai pu, sur la rive gauche de la Sée, en observer un, dont les racines d'une extrémité du rhizome s'étaient fixées activement, tandis que le reste de l'épave flottait encore librement dans l'eau.

Cette facilité d'installation se traduit par la création de stations nouvelles : de multiples touffes, isolées, parsèment actuellement l'anse de Vains dans la Sée. Au confluent Sée-Sélune s'est établi un tapis végétal où la plante est largement représentée. A l'E de la pointe de Roche-Torin (constituée de phyllades et non de sédiments modernes comme l'indique la carte géologique, f. 61), où un schorre abrité des courants a pu se conserver, tous les marigots y sont fortement colonisés, alors que 2 ou 3 pieds seuls ont pu apparaître à la surface. D'autres se sont installés à l'E des digues de Céaux, dans des conditions identiques : sur toute la rive gauche de la Sélune, le *Spartina* n'existe que suivant le mode abrité. L'obligation imposée par sa biologie de ne pas dépasser une violence donnée des courants, limitera son extension : il n'est pas absolument certain que la prédiction d'Olivier ([11]) sur

---

([8]) *Notice sur le Port de Granville*, 1877.
([9]) *C. R. Congr. Nat. Soc. Fr. Géogr.*, 24e sess., Rouen, 1903, p. 261.
([10]) *Bull. Inst. Océanogr.*, 125, 1908.
([11]) *Gardn. Chron.*, 75, 1924, p. 162.

l'envahissement total de la baie soit inéluctable, dans un avenir très rapproché. Le bord du Grouin du S, point très battu, est peuplé d'individus présentant des parties supérieures légèrement atrophiées et surtout des rhizomes abondants et d'une longueur considérable avec un lacis extraordinaire de racines à chaque nœud, dont bon nombre devenus en partie aériens par arrachement de la tangue stratifiée où ils se fixaient. Cette variation, due aux courants (quelques exemplaires abrités à l'intérieur des failles sont de type normal), se retrouvait sur une touffe placée à la limite de la zone protégée par la digue de Céaux et emportée par les marées d'équinoxe.

Le rôle de la mer dans la dispersion et même sur l'aspect du *S. Townsendi* paraît considérable. Dans les schorres de Roche-Torin, des digues de Céaux, champ d'aviation d'Avranches, îlots isolés dans l'anse de Vains, partout, on retrouve l'introduction dans le présalé par les ruisseaux reliés à la slikke, donc inondés plus souvent. A Genêts les couloirs qui s'infiltrent dans le schorre, les excavations creusées pour enlever la tangue, en général toutes les dépressions qui peuvent retenir graines et rhizomes apportés par la marée, deviennent autant de points d'invasion. Il n'est pas jusqu'à l'apparition primitive sur cette côte, restée mystérieuse jusqu'à ce jour, qui ne puisse être interprétée, si l'on veut bien se rappeler que « la mer monte dans le golfe méridional du Cotentin, non pas seulement grâce au flot de marée qui a longé la côte bretonne, mais aussi à l'aide du jusant refoulé par l'onde atlantique » [11]. Or ce jusant y apporte les eaux de la baie de Seine, où la graminée est connue depuis longtemps.

BIOLOGIE AGRICOLE. — *Recherches sur la sélection, la grande variabilité et le rendement des Tournesols.* Note M. **Émile Brumpt**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Le 1er avril 1942, nous avons ensemencé avec des graines de Tournesol du commerce une pièce de 19 ares du Domaine Universitaire de Richelieu (Indre-et-Loire). Nous avons pu examiner près de 2000 capitules de pieds uniflores qui représentaient environ 80 % de la plantation. Sur ces 2000 capitules, un seul était à graines noires à pigment violet soluble dans l'eau (exemplaire *A*) et huit à graines blanches (exemplaires 2, 17, *G*, *T*, *U*, *V*, *X*, *Y*).

Nous avons utilisé en 1943 une parcelle de terre voisine de celle cultivée en 1942, et comme cette dernière en friche depuis plusieurs années, simplement labourée, hersée et roulée, mais non fumée.

Des faits signalés ci-dessus, il résulte que des Soleils de variétés blanche et striée, ainsi que l'exemplaire noir *A* ensemencé en 1943, se sont développés en 1942 au voisinage les uns des autres et que, par conséquent, de nombreux métissages ont dû se produire.

Nous donnons ci-dessous les résultats obtenus en partant des graines sélectionnées de notre récole de 1943 :

1° *Graines noires vraies* (1) *du capitule A.* — Ce capitule a été récolté en 1942 dans un champ renfermant environ 98 % de capitules striés; il était donc à prévoir que les insectes, les bourdons en particulier, avaient transporté le pollen de ces derniers sur les fleurs qui le composaient. Les graines ensemencées en 1943 ont donné 33 pieds comportant 13 uniflores et 20 multiflores, dont 9 à graines noires vraies et 24 à graines striées.

2° *Culture des graines blanches.* — Les graines des souches *G, T, U, V, X* (2) et *Y* ont donné un total de 342 capitules blancs et 385 capitules à graines striées. Donc, ici encore, prédominance du type paternel.

3° *Culture des graines striées.* — Les graines des souches *B, C, D, E, F* et *H* ont donné 550 capitules uniflores à graines striées, aucun capitule à graines noires et un seul capitule à graines blanches.

Tels sont les résultats enregistrés en 1943. Signalons que parmi les descendants des graines noires de la souche *A*, ainsi que des graines blanches, il y a eu prédominance du type à graines striées, donc du type paternel.

Comme les diverses variétés blanche, grise, brune striée et noire se développent aussi bien les unes que les autres dans le Domaine de Richelieu, et que divers auteurs admettent que certaines d'entre elles sont plus prolifiques que d'autres, ainsi que l'indique le tableau ci-dessous, emprunté au Larousse agricole, nous avons cru utile de comparer entres elles ces diverses variétés, cultivées dans un terrain et dans des conditions identiques.

	Graines		
Désignation.	blanches.	noires.	striées.
Rendement à l'hectare en kg..........	12500	5160	4800
Rendement % d'huile..................	19,8	21,4	21,7
Rendement en huile à l'hectare en kg....	2538	1104	1041

Nous avons constaté que la variété noire, qui nous a donné d'énormes capitules ayant jusqu'à 54^{cm} de diamètre et qui est moins précoce que les autres, a fourni $1\,360^{kg}$ de graines à l'hectare.

La variété blanche a donné un rendement de $1\,286^{kg}$ à l'hectare et la variété striée $1\,315^{kg}$. Ces chiffres montrent que, dans des conditions de culture identiques, les récoltes sont à peu près les mêmes.

(1) Il existe des graines gris foncé, brunes et même tout à fait noires, qui n'ont pas de pigment violet et qui sont des variétés voisines des graines striées. Nous ne considérons comme noires vraies que celles qui ont un pigment violet très rapidement soluble dans l'eau.

(2) Un capitule X_1 blanc présentait au centre un assez grand nombre d'akènes soudés et quelques akènes à double amande que nous comptons semer en 1944.

D'autre part nous donnons ci-desssous, pour les diverses lignées, le poids de l'amande, celui de la graine, celui de la coque et le poids total en grammes des amandes pour 1^kg de graines.

Lignée.	Capitule.	Poids des graines.	Nombre.	Poids amande.	Poids coque.	P. des amandes par kg de graines.
Noire	32	20	128	9	11	450g
»	33	20	148	9,2	10,8	460
»	34	20	102	10	10	500
Striée	B_1	20	100	10,3	9,7	515
»	F_1	20	99	10	10	500
»	D_1	20	130	11,3	8,7	565
»	C_1	20	138	10,1	9,9	505
»	H_1	20	124	10,6	9,4	530
»	E_1	20	178	10,8	9,2	540
»	mélange	20	178	11,1	8,9	555
»	»	20	174	11	9	550
Blanche.....	»	20	166	11,2	8,8	560
»	»	20	187	11,2	8,8	560
Grise	»	20	196	11,5	8,5	575
»	*H. S.*	20	208	11,55	8,45	577,5

Des diverses observations consignées dans cette Note, nous devons conclure, comme d'autres auteurs, que la fécondation croisée normale des Tournesols rend très difficile la sélection de variétés bien déterminées. Nos observations montrent que des graines noires (ex. *A*) ou blanches donnent des descendants, en partie de leur couleur, donc du type maternel, et des descendants striés, plus nombreux, provenant de la fécondation croisée, donc du type parternel.

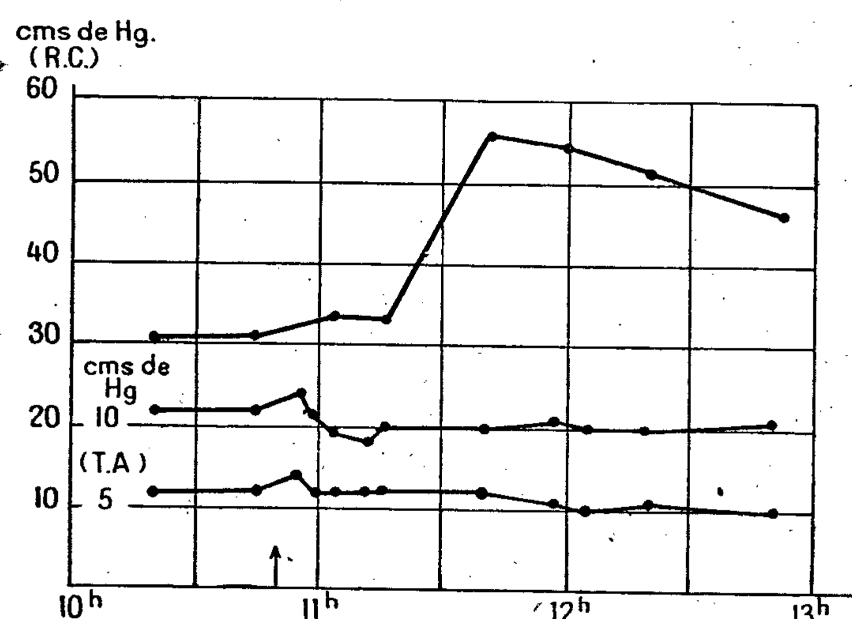
Nous avons récolté les graines périphériques des capitules les plus intéressants et les graines des diverses variétés qui seront semées en 1944 dans des conditions d'isolement aussi grandes que possible, afin de pouvoir étudier la descendance (F_2) des diverses variétés.

PHYSIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur le mode d'action de la vitamine* P. *Une nouvelle propriété de l'adrénaline, son activité sur la résistance des capillaires.* Note (¹) de MM. **Jean-Louis Parrot** et **Jean Lavollay**, présentée par M. Maurice Javillier.

Au cours de recherches chimiques et physiologiques menées parallèlement, nous avons établi que l'épicatéchine (3, 5, 7, 3', 4'-pentahydroxyphényldihydrochromane) élève considérablement la résistance des capillaires, même à dose

(¹) Séance du 24 janvier 1944.

infime, et possède ainsi la plus haute activité vitaminique P (2), (3), (4). Ces recherches étaient fondées sur l'hypothèse suivante : la vitamine P agirait sur la perméabilité et la résistance des capillaires par l'intermédiaire de l'adrénaline; la caractéristique de la vitamine serait de ralentir, dans l'organisme, la destruction de cette hormone (5). Cette hypothèse de travail nous a inspiré diverses épreuves physiologiques : celles-ci nous ont d'abord permis de montrer que les dérivés flavoniques, tels que le quercitroside, sont incapables de modifier les actions physiologiques classiques de l'adrénaline (2), bien qu'ils ralentissent *in vitro* l'auto-oxydation de cette substance; ce sont les mêmes épreuves physiologiques qui nous conduisirent ensuite à reconnaître les propriétés vitaminiques de l'épicatéchine.



Mme B..., 48 ans. — A 10h 50m injection intramusculaire de 1mg de chlorhydrate d'adrénaline. En haut, résistance capillaire mesurée à la région sous-claviculaire. En bas, tension artérielle mesurée à l'avant-bras par les méthodes ausculatoire et palpatoire.

Cependant il s'agissait de savoir si notre hypothèse de travail était fondée et tout d'abord si l'adrénaline possédait en fait cette propriété d'élever la résistance des capillaires. Nous avons constaté qu'il en est bien ainsi. Nos expériences portent sur le Cobaye et sur l'Homme. La résistance des capillaires est mesurée grâce à la technique suivante : une ventouse (0cm,5 de diamètre pour le Cobaye, 1cm,5 pour l'Homme) est appliquée sur la peau (région lombaire pour le Cobaye, creux sous-claviculaire chez l'Homme); une dépression, mesurée par un manomètre à mercure, est établie dans cette ventouse pendant une minute; diverses dépressions sont exercées de la même manière sur des points voisins, et l'on note la plus petite dépression capable de faire apparaître quelques taches purpuriques : on choisit ce chiffre comme mesure de la résistance des capillaires. Chez le Cobaye celle-ci commence à s'élever à la suite

(2) JEAN LAVOLLAY et JEAN-LOUIS PARROT, *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 496.

(3) JEAN-LOUIS PARROT, *C. R. Soc. Biol.*, **137**, 1943 p. 171.

(4) JEAN LAVOLLAY, JEAN-LOUIS PARROT et JEAN SEVESTRE, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 540.

(5) JEAN LAVOLLAY et JOSEPH NEUMANN, *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 251.

d'une dose intrapéritonéale de $0^{mg},1$ de chlorhydrate d'adrénaline par animal. Pour $0^{mg},3$ la résistance des capillaires passe de 10, chiffre normal, à 20 ou même 30^{cm} de mercure. Chez l'Homme, une injection intramusculaire de 1^{mg} de chlorhydrate d'adrénaline fait passer la résistance des capillaires de 30, chiffre normal, à 50 ou 60^{cm} de mercure (voir la figure).

Le caractère le plus remarquable de cette action, c'est son évolution dans le temps : elle n'est pas immédiate, elle ne se manifeste pas au moment où se déroulent les actions pharmacodynamiques habituelles de l'adrénaline, sur la pression artérielle, par exemple; c'est seulement lorsque celles-ci sont terminées, 10 à 30 minutes après l'injection, que l'on voit s'élever la résistance des capillaires. D'autre part cette élévation est remarquablement durable; nous l'avons vue se maintenir plusieurs heures, ayant atteint son maximum 40 minutes à 1 heure après l'injection. Cette nouvelle propriété de l'adrénaline est donc indépendante de son action pharmacologique classique; elle se rapproche, par contre, d'une autre action tardive et durable : celle qu'elle exerce sur le temps du saignement ([6]).

Ainsi notre hypothèse pouvait être fondée; de plus elle s'est montrée féconde. Il convient cependant de la discuter. En effet les actions physiologiques classiques de l'adrénaline sont allongées, mais ne le sont pas considérablement, sous l'influence de l'épicatéchine; certaines substances les allongent bien davantage et n'exercent cependant qu'une action négligeable sur la résistance des capillaires : nous avons vérifié ce dernier fait pour le pyrogallol. Inversement, il existe des corps comme le quercétol, le rutoside qui élèvent très notablement la résistance des capillaires ([7]) et qui ne modifient pas l'action physiologique classique de l'adrénaline (1,2). Tels sont les deux ordres de faits qui empêchent de conserver notre hypothèse sous sa forme primitive. Cependant les faits ci-dessus rapportés montrent que l'adrénaline possède deux ordres d'actions, les unes immédiates, qui peuvent seules être attribuées avec certitude à cette substance, les autres secondaires (*résistance capillaire*, temps de saignement), qui sont probablement en relation avec des produits de son métabolisme. Ces deux groupes d'actions ne seraient donc pas imputables à la même substance et il est possible qu'un même agent les modifie diversement.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Diapause imaginale obligatoire et réactivation chez le Coléoptère* Agelastica alni *Redt.* Note de Mlle **Georgette Beaumont**, présentée par M. Maurice Caullery.

Les imagos de la Chrysomèle de l'Aulne, *Agelastica alni* Redt., apparaissent avec les feuilles de cette plante, dès le milieu d'avril et pondent peu après.

([6]) Derouaux, *Arch. intern. Pharmacol. et Thérap.*, **65**, 1941, p. 125.
([7]) André Sévin, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 505.

Les imagos issus de ces pontes printanières attaquent l'Aulne en juillet, puis disparaissent jusqu'à l'année suivante. Le cycle normal de l'espèce comporte donc une seule génération par an et une longue diapause estivale, puis hivernale.

Entrée en diapause. — J'ai effectué des élevages, à la température de 20°, à partir de pontes du printemps. La nymphose a lieu obligatoirement en terre. Les imagos, sortis de terre en juin, se sont alimentés durant trois semaines environ, puis sont tombés en diapause. A ce moment, les femelles ont l'abdomen gonflé par les œufs. Les individus en diapause restent immobiles à la surface de la terre des bocaux d'élevage et ne s'alimentent plus. L'entrée en diapause est indépendante des conditions externes. J'ai soumis systématiquement les imagos, après leur naissance, à des conditions de température et d'alimentation variées, sans parvenir à éviter l'entrée en diapause. Sur une centaine d'individus étudiés, une seule femelle a effectué sa ponte. Elle est ensuite tombée en diapause et est morte. Cette femelle faisait partie d'un lot d'individus qui se sont comportés normalement; son comportement exceptionnel ne peut donc être attribué qu'à des conditions internes. La diapause des imagos d'*Agelastica* a donc un caractère spontané et obligatoire et se produit toujours au même stade du développement.

Réactivation. — A la température ordinaire du laboratoire, les imagos en diapause peuvent être conservés plusieurs mois, mais ne reprennent jamais leur activité. L'exposition à une température de 30° ne modifie pas l'état de diapause.

J'ai cherché si l'influence des basses températures hivernales n'était pas le facteur déterminant la réactivation des imagos dans les conditions naturelles. Des imagos (nés d'œufs pondus les 20-22 avril, sortis de nymphose les 5-8 juin et tombés en diapause les 24-30 juin) ont été maintenus à une température de 10° environ durant 50 jours. Le 28 septembre, ils ont été reportés à l'étuve à 20°. Ils se sont alors alimentés et ont effectué des pontes normales, aussi abondantes que celles des imagos de première génération. J'ai pu poursuivre l'élevage de cette deuxième génération jusqu'à la chute des feuilles de l'aulne.

Aucun traitement autre que le refroidissement prolongé n'a pu provoquer la réactivation des imagos en diapause. Je rappelle que l'exposition à basse température, avant l'entrée en diapause, est sans effet sur l'entrée en diapause, ni sur la durée de celle-ci.

La diapause imaginale d'*Agelastica alni* est comparable à la diapause larvaire étudiée par M. Abeloos ([1]) chez un autre Chrysomélide, *Timarcha tenebricosa* Fab., par ses deux caractères essentiels : 1° l'entrée en diapause est

---

([1]) *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 2112.

obligatoire, indépendante des conditions externes, et paraît soumise à un déterminisme interne; 2° la rupture de la diapause ne peut être provoquée que par une exposition suffisamment prolongée à basse température.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Réduction des nitrates en nitrites par les microbes du groupe* Bacillus subtilis. Note de MM. **Maurice Lemoigne**, **Robert Desveaux** et **Raymond Gavard**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

De très nombreux microbes réduisent les nitrates en nitrites. Le mécanisme de cette réduction a été surtout étudié avec des Bactéries, qui peuvent, grâce à elle, comme *Bacterium coli*, vivre en anaérobiose. Lavées, ces Bactéries transforment, en présence de donateurs d'hydrogène, l'azote nitrique en azote nitreux et, suivant l'expression de Quastel ([1]), *activent* les nitrates.

Au contraire les bacilles du groupe du *subtilis* ne peuvent pas vivre en l'absence d'oxygène libre, même en présence de nitrate, comme l'un de nous l'avait signalé en 1911 ([2]). Aussi Quastel, Stephenson et Whetham admettent-ils que ces organismes n'*activent* pas les nitrates, d'autant plus que lavés et mis en présence de donateurs d'hydrogène et de nitrate ils ne le réduisent pas ([1]).

Or l'utilisation des nitrates en milieu aérobie par *B. subtilis* et microbes voisins est connue depuis longtemps ([3]), et elle a lieu avec formation de nitrites. L'impossibilité bien réelle de vivre en anaérobiose en présence de nitrate ne peut donc pas être expliquée comme le suggèrent Quastel, Stephenson et Whetham, puisque les nitrates sont effectivement réduits.

Nous avons repris ce problème avec un bacille voisin du *subtilis*, le bacille G, non encore décrit.

La culture est faite en couche mince, au large contact de l'air, à 30°C., dans un milieu minéral sucré contenant du nitrate de sodium comme seul aliment azoté. A condition d'ensemencer assez abondamment, on observe au bout de 24 heures un trouble intense. Le milieu est alors riche en nitrites qui disparaissent quand un voile épais, muqueux, translucide et coloré en rose sale recouvre le liquide. Si le voile est alors enlevé et mis à macérer dans de l'eau nitratée ou si le milieu, chargé de microbes, est privé de son voile, ou si encore on immerge le voile dans le milieu, il y a une abondante formation de nitrites. Les nitrates ont donc bien été réduits. Mais, si l'on retire le voile et si on le lave avec de l'eau distillée, on constate qu'il a perdu presque toute activité, même en présence des métabolites usuels donateurs d'hydrogène. Ce résultat confirme les constatations de Quastel, Stephenson et Whetham. De même le milieu, débarrassé de presque tout bacille par supercentrifugation, n'agit plus

([1]) J. H. Quastel, M. Stephenson et M. D. Whetham, *The biochem. J.*, 9, 1925, p. 304.
([2]) M. Lemoigne, *Comptes rendus*, 152, 1911, p. 1873.
([3]) A. Fichtenhold, *Comptes rendus*, 128, 1899, p. 442.

sur les nitrates. Mais on constate à nouveau leur réduction si l'on mélange le voile lavé et le milieu sans bacille.

Les essais ont été faits dans les conditions optima de 45°C. et à un pH voisin de 7,3. Le voile lavé a été émulsionné dans de l'eau distillée (100$^{cm^3}$ d'émulsion contiennent 500 à 600^{mg} pour 100$^{cm^3}$). Cette émulsion n'a pas toujours la même concentration. Aussi les résultats d'une même expérience sont comparables entre eux, mais ne le sont pas à ceux d'autres expériences.

Nous donnerons un exemple des nombreux essais effectués :

Série XII-314. Durée 4 heures.

100 cm³ du mélange contiennent	Émulsion du voile (cm³)	10	–	10	10	10	10
	Milieu centrifugé (cm³)	–	20	–	–	–	20
	Glucose 5 % (cm³)	–	–	10	–	–	–
	Lactate Na M/50 (cm³)	–	–	–	10	–	–
	Succinate de Na M/50 (cm³)	–	–	–	–	10	–
N-NO^2H (en mg formé pour 100 cm³ du mélange)		0,04	0,03	0,02	0,02	0,02	0,97

Les activations provoquées par le mélange du voile et du milieu sont très variables. Quelquefois intenses, elles sont parfois nulles, et ces irrégularités montrent la fragilité extrême du système assurant la réduction des nitrates en nitrites, dans le bacille G.

La formation des nitrites peut se faire en anaérobiose : l'essai-XII-314 était fait en atmosphère d'hydrogène. Une expérience analogue, en présence d'air, avec agitation qui provoque une aération intense, a donné des résultats négatifs. Dans ces conditions expérimentales, l'oxygène inhibe donc la réduction des nitrates comme dans le cas de *Bacterium coli*.

En conclusion, ce n'est pas une non-*activation* des nitrates par les bacilles du groupe *subtilis* qui explique l'impossibilité de cultiver ces organismes en anaérobiose, en présence de nitrate et la non-réduction de ceux-ci par les microbes lavés, en présence des métabolites usuels. En fait ces bacilles réduisent bien les nitrates, mais leur lavage scinde l'ensemble des enzymes et des métabolites en deux fractions, l'une passant dans le liquide de culture et les eaux de lavage, l'autre restant dans les corps microbiens. Chacune de ces fractions est inactive sur les nitrates, mais leur mélange est actif.

En outre le complexe assurant cette réduction dans le bacille G est extrêmement fragile.

A 16^h l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^{h}30^m.

L. B.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 7 FÉVRIER 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

MOTEURS THERMIQUES. — *Sur le renvoi des gaz d'échappement d'un moteur à un gazogène qui l'alimente.* Note de M. **Maurice Roy**.

1. Lorsqu'un moteur est alimenté par gazogène, il importe, pour ne pas nuire au remplissage du moteur et à sa *puissance massique*, de refroidir le plus possible le gaz avant son mélange à l'air de combustion. Ce refroidissement entraîne une perte au bilan thermique de l'ensemble gazogène-moteur et en détériore le *rendement thermique*.

La marche au gaz à l'eau est plus avantageuse à cet égard que celle au gaz à l'air, parce que le refroidissement ainsi nécessité est moins important.

On a proposé et essayé de réduire ce refroidissement en renvoyant une partie des gaz d'échappement au gazogène, où leur réduction (réciproque de la combustion dans le moteur) absorbe de la chaleur et reconstitue du gaz combustible. On trouvera ici les résultats d'une étude détaillée et générale de l'influence de ce procédé sur le bilan thermique de l'ensemble et sur la puissance massique du moteur.

2. On compare un ensemble gazogène-moteur avec renvoi au gazogène de gaz d'échappement (système perfectionné P) à un ensemble analogue sans cette disposition (système normal N) et l'on rapporte toutes les grandeurs massiques à la masse du combustible solide consommé au gazogène et en régime dans le cas N, masse prise pour unité. La comparaison de P (avec tous symboles accentués) à N est précisée comme suit.

Dans les deux cas le gazogène fonctionne à la pression atmosphérique p_0, sans dépense de travail mécanique. Il produit du gaz sans air en excès et dans lequel, le cas échéant, la masse d'eau injectée directement est invariable et totalement dissociée. La composition du gaz reste invariable, sauf qu'il s'y ajoute pour P l'air en excès des gaz d'échappement renvoyés au gazogène et la partie de ces gaz dérivés qui n'est pas réduite à la traversée du mélangeur. On admet que la perte $q'_b = q_b$ par imbrûlés (du combustible solide) est invariable, que l'ensemble q_g (ou q'_g) des pertes par les parois du gazogène et par le refroi-

dissement subséquent des gaz produits équivaut à leur chaleur d'échauffement (à p_0) sur un écart de température Δ (ou Δ') par rapport à l'ambiance T_0, enfin que *ces gaz sont toujours ramenés* à T_0 avant mélange (à p_0, T_0) avec l'air additionnel de combustion.

Dans les deux cas le moteur, de même genre et alimenté ainsi à (p_0, T_0), fonctionne avec le même taux de compression et la même évolution-type. On néglige l'augmentation (du second ordre) du rendement $\eta'_{\text{eff.}}$ (rapport du travail effectif $\mathcal{T}'_{\text{eff.}}$ au pouvoir Λ'_0 à pression constante du gaz consommé) que peut procurer, dans le cas P, la dilution supplémentaire causée par la *fraction* ($1 - \varphi'$), non réduite à travers le gazogène, de la *fraction* ε' des gaz d'échappement renvoyée au gazogène. On admet en outre que l'excès relatif $\alpha' = \alpha$ d'air dans le mélange admis au moteur est invariable, de même que la fraction $\beta' = \beta$ de l'air strict (masse b, dans le cas N) utilisée dans la combustion réelle, enfin que les pertes thermiques du moteur $\mathcal{Q}'_b$ (par imbrûlés), $\mathcal{Q}'_0$ (par les parois) et $\mathcal{Q}'_e$ (à l'échappement, avant dérivation au gazogène, à p_0 et sans vitesse) restent dans un rapport constant avec le pouvoir Λ'_0. La composition chimique des gaz d'échappement reste invariable.

3. Si le gaz produit est du *gaz à l'eau* ou riche, Δ doit rester supérieur à un minimum (de l'ordre de 600°) au-dessous duquel le gazogène s'éteindrait et, dans le cas N, l'injection d'eau est précisément réglée pour atteindre ce minimum. Par rapport à ce cas N de référence, *l'application du procédé* P *ne peut alors être envisagée utilement*, car Δ' doit être maintenu au moins égal au minimum de Δ.

Si le gazogène fonctionne sans injection d'eau, i. e. *au gaz pauvre*, cette application peut au contraire offrir un *avantage important* car, dans le cas N, Δ est nécessairement grand (de l'ordre de 1300° pour du carbone pur) tandis que, par réduction assez poussée de gaz brûlés renvoyés au gazogène, Δ' peut être ramené en principe à zéro.

4. Les hypothèses précédentes, pratiquement très plausibles, permettent de relier ε', φ' et Δ'/Δ par l'équation générale

$$(1)\quad \varepsilon'\varphi'(2 - \varepsilon' + \varepsilon'\varphi')\Lambda_0 - \varepsilon'(1 - \varepsilon' + \varepsilon'\varphi')(\mathcal{Q}_e + \varphi\mathcal{Q}_b) + \left\{\frac{C'\Delta'}{C\Delta}\left[1 - \varepsilon' + \varepsilon'\varphi' + \varepsilon'(1 - \varphi')\left(1 + \frac{\beta b}{1 + a_1 + e_1}\right)f\right] - (1 - \varepsilon')\right\}q_g = 0$$

(C', C, chaleurs spécifiques à pression constante du gaz combustible, moyennes sur Δ' et sur Δ; f, rapport des chaleurs moyennes sur Δ' pour les gaz brûlés et pour le gaz combustible; a_1, e_1, masses d'air et d'eau introduites au gazogène N; ε' et φ' *nécessairement* compris entre 0 et 1; Δ'/Δ en principe inférieur à 1).

La comparaison du travail effectif des deux moteurs, donc du *rendement thermique* des ensembles correspondants, est donnée par

$$(2)\quad \frac{\mathcal{T}'_{\text{eff.}}}{\mathcal{T}_{\text{eff.}}} = \frac{\Lambda'_0}{\Lambda_0} = 1 + \frac{\varepsilon'\varphi'}{1 - \varepsilon'}.$$

Les volumes de cylindrée (à régime équivalent) étant sensiblement dans le rapport $1/(1-\varepsilon')$, le rapport des *puissances volumiques* (et, en général, massiques) est approximativement $[1-\varepsilon'(1-\varphi')]$, soit au plus égal à 1, valeur atteinte seulement pour $\varphi'=1$. *Le procédé* P *peut, au mieux, maintenir la puissance volumique si les gaz dérivés au gazogène y sont intégralement réduits.*

Pour un cas de référence N donné (Λ_0, $\mathcal{Q}_e$, $\mathcal{Q}_b$, Δ, β, b, a_1, e_1, f, q_g) et si l'on se fixe $\Delta' \leqq \Delta$, (1) donne ε' en fonction de φ' qu'il y a intérêt à faire voisin de 1 pour obtenir le meilleur compromis, selon l'utilisation envisagée, entre le rapport des rendements et celui des puissances massiques.

5. Soit une marche en gaz à l'air. Supposons Δ' réduit à zéro et φ' égal à 1. L'équation (1) devient

$$\frac{\varepsilon'}{(1-\varepsilon')} = \frac{q_g}{(2\Lambda_0 - \mathcal{Q}_e - \mathcal{Q}_b)},$$

qui exprime directement le *gain relatif, toujours positif, de rendement thermique*.

Pour fixer les idées par un exemple de bon moteur à allumage commandé et alimenté en gaz à l'air (de charbon minéral à pouvoir $\mathcal{L}_0$), prenons

$$q_b = 0{,}02\,\mathcal{L}_0; \quad q_g = 0{,}295\,\mathcal{L}_0 \quad (\text{d'où } \Lambda_0 = 0{,}685\,\mathcal{L}_0);$$
$$\mathcal{T}_{\text{eff.}} = 0{,}32\,\Lambda_0; \quad \mathcal{Q}_e = 0{,}38\,\Lambda_0; \quad \mathcal{Q}_b = 0.$$

Pour $\varphi'=1$, $\varepsilon'/(1-\varepsilon')=0{,}266$ et $\varepsilon'=0{,}21$. En renvoyant au gazogène 21 % des gaz d'échappement, on *améliore* de 26,6 % le rendement thermique en *maintenant* la puissance massique. Rapporté à $\mathcal{L}_0$ ce rendement atteint $0{,}685 \times 0{,}32 \times 1{,}266 = 0{,}278$, tandis qu'en marche au gaz à l'eau, avec un bon gazogène à rendement thermique de 0,82, on n'obtiendrait que $0{,}82 \times 0{,}32 = 0{,}262$.

6. Le procédé envisagé, avantageux seulement en marche au gaz à l'air, marche qui affranchit d'ailleurs des sujétions de l'injection d'eau, permet donc un gain relatif (de 6,5 % dans l'exemple ci-dessus) sur le rendement de la marche normale au gaz à l'eau.

En d'autres termes, et *pour un moteur alimenté par gazogène, la régénération de gaz pauvre peut devenir plus avantageuse que la production de gaz riche.*

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **René Locquin** est élu Correspondant pour la Section de Chimie, en remplacement de M. *Marcel Godchot*, décédé, et M. **Henri Hitier** est élu Correspondant pour la Section d'Économie rurale, en remplacement de M. *Henri Lagatu*, décédé.

COMMISSIONS.

Le scrutin pour la nomination des Commissions de prix de 1944, ouvert en la séance du 31 janvier, est clos en celle du 7 février.

44 cahiers de vote ont été déposés.

Le dépouillement du scrutin donne les résultats suivants :

I. Mathématiques : *Prix Poncelet*, *Carrière* — MM. J. Hadamard, É. Borel, J. Drach, É. Cartan, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, A. Denjoy, J. Pérès.

II. Mécanique : *Prix Montyon*, *Fourneyron*, *Henri de Parville*. — MM. É. Borel, J. Drach, A. de Gramont, É. Cartan, H. Villat, L. de Broglie, A. Caquot, J. Pérès, E. Vessiot, N....

III. Astronomie : *Prix Damoiseau*, *J.-C. Janssen*. — MM. H. Deslandres, A. Cotton, G. Perrier, Ch. Fabry, E. Esclangon, Ch. Maurain, L. de Broglie, G. Fayet, J. Chazy, B. Lyot.

IV. Géographie : *Prix Gay*, *fondation Tchihatchef*, *prix Binoux*. — MM. A. Lacroix, R. Bourgeois, G. Perrier, Ch. Maurain, J. Tilho, L. de Broglie, G. Durand-Viel, Ch. Pérez, A. Chevalier, É.-G. Barrillon, E. de Martonne.

V. Navigation : *Prix Plumey*. — MM. R. Bourgeois, É. Borel, M. de Broglie, G. Perrier, Ch. Fabry, J. Drach, H. Villat, J. Tilho, L. de Broglie, A. Caquot, G. Durand-Viel, É.-G. Barrillon, J. Pérès, E. de Martonne, E. Vessiot, N....

VI. Physique : *Prix L. La Caze*, *Henri de Parville*, *Hughes*, *fondation Général Ferrié*. — MM. M. Brillouin, A. Cotton, M. de Broglie, Ch. Fabry, Ch. Maurain, A. de Gramont, L. de Broglie, P. Langevin, Ch. Mauguin, C. Gutton, J. Bethenod, F. Joliot, N...,

VII. Chimie : *Prix Montyon des Arts insalubres*, *Jecker*, *L. La Caze*, *fondation Charles-Adam Girard*. — MM. A. Lacroix, G. Bertrand, M. Delépine, R. Fosse, R. Lespieau, M. Javillier, P. Lebeau, J. Duclaux, M. Tiffeneau, N....

VIII. Minéralogie et Géologie : *Prix Fontannes*, *fondation Edmond Hébert*, *prix André-C. Bonnet*, *Carrière*. — MM. A. Lacroix, A. Cotton, L. Cayeux, M. Caullery, Ch. Jacob, Ch. Pérez, Ch. Mauguin, F. Grandjean, E. de Margerie.

IX. Botanique : *Prix Desmazières*, *Montagne*, *Carrière*. — MM. A. Lacroix, P.-A. Dangeard, G. Bertrand, M. Molliard, L. Blaringhem, A. Guilliermond, Ch. Pérez, A. Chevalier, E. de Martonne, R. Souèges.

X. Économie rurale : *Prix Paul Marguerite de la Charlonie*. — MM. A. Lacroix,

E. Leclainche, G. Bertrand, M. Molliard, L. Blaringhem, L. Lapicque, R. Fosse, É. Schribaux, G. Moussu, M. Javillier.

XI. Anatomie et Zoologie : *Prix Cuvier, fondation Savigny, prix Pouchard.* — MM. A. Lacroix, H. Vincent, M. Caullery, L. Cuénot, Ch. Pérez, P. Portier, É. Roubaud, P. Wintrebert, L. Fage, N....

XII. Anthropologie : *Prix André-C. Bonnet.* — MM. A. Lacroix, H. Vincent, M. Caullery, L. Blaringhem, L. Lapicque, A. Gosset, Ch. Pérez, L. Fage.

XIII. Médecine et Chirurgie : *Prix Montyon, Barbier, Bréant, Godard, Jean Dagnan-Bouveret.* — MM. A. Lacroix, E. Leclainche, H. Vincent, Ch. Achard, L. Lapicque, A. Gosset, J.-L. Faure, Ch. Pérez, P. Portier, E. Sergent, G. Roussy, L. Binet.

XIV. Cancer et Tuberculose : *Fondation Roy-Vaucouloux, prix Louise Darracq.* — MM. A. Lacroix, H. Vincent, M. Caullery, Ch. Achard, L. Lapicque, A. Gosset, E. Sergent, G. Roussy.

XV. Physiologie : *Prix Montyon, L. La Caze, Pourat.* — MM. A. Lacroix, H. Vincent, M. Molliard, M. Caullery, L. Lapicque, Ch. Pérez, P. Portier, J. Jolly.

XVI. Statistique : *Prix Montyon.* — MM. A. Lacroix, É. Borel, Ch. Fabry, L. Blaringhem, J. Drach, Ch. Maurain, É. Cartan, L. de Broglie, P. Montel.

XVII. Histoire et philosophie des sciences : *Prix Binoux.* — MM. A. Lacroix, É. Borel, M. Caullery, M. Delépine, H. Villat, L. de Broglie, Ch. Pérez, P. Montel, J. Bethenod.

XVIII. Ouvrages de sciences : *Prix Henri de Parville.* — MM. Ch. Maurain, M. Caullery, A. Lacroix, L. de Broglie, et trois membres élus : MM. É. Borel, H. Vincent, M. de Broglie.

XIX. *Médailles Lavoisier, Berthelot, Henri Poincaré.* — MM. Ch. Maurain, M. Caullery, A. Lacroix, L. de Broglie.

XX. *Fondations Gegner, Hirn, Henri Becquerel, Mme Victor Noury, fonds des Laboratoires, Fondations Charles Frémont, Giffard, Lannelongue, Barbier-Muret, Cassé-Fleury, Gibou, Alexandre Darracq, Girbal-Baral, Leroy-Drouault, Octave Mirbeau.* — MM. Ch. Maurain, M. Caullery; A. Lacroix, L. de Broglie; R. Bourgeois, G. Bertrand.

XXI. *Prix fondé par l'État* (Grand prix des sciences mathématiques). — MM. R. Bourgeois, É. Borel, G. Perrier, J. Drach, É. Cartan, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel.

XXII. *Prix Bordin* (Sciences physiques). — MM. A. Lacroix, P.-A. Dangeard, H. Vincent, M. Molliard, M. Caullery, Ch. Pérez, A. Chevalier, É. Roubaud.

XXIII. *Prix Serres.* — MM. A. Lacroix, E. Leclainche, H. Vincent,

M. Caullery, Ch. Achard, L. Lapicque, Ch. Pérez, P. Portier, É. Roubaud, R. Souèges.

XXIV. *Prix Vaillant* (Sciences mathématiques). — MM. É. Borel, A. Cotton, Ch. Maurain, A. de Gramont, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel.

XXV. *Prix Petit d'Ormoy* (Sciences naturelles). — A. Lacroix, P.-A. Dangeard, M. Molliard, M. Caullery, L. Lapicque, Ch. Pérez, A. Chevalier, É. Roubaud.

XXVI. *Prix Houllevigue* (Sciences physiques). — MM. A. Lacroix, G. Bertrand, M. Molliard, M. Caullery, L. Lapicque, Ch. Pérez, M. Javillier, P. Lebeau.

XXVII. *Prix Jean-Jacques Berger*. — MM. A. Lacroix, H. Vincent, G. Bertrand, M. Caullery, Ch. Maurain, L. de Broglie, A. Caquot, Ch. Pérez, P. Montel.

XXVIII. *Prix Saintour* (Sciences physiques). — M. A. Lacroix, P.-A. Dangeard, H. Vincent, M. Molliard, M. Caullery, Ch. Pérez, A. Chevalier, É. Roubaud.

XXIX. *Prix Lonchampt*. — MM. A. Lacroix, É. Leclainche, G. Bertrand, M. Caullery, M. Delépine, G. Moussu, M. Javillier, A. Chevalier.

XXX. *Prix Henry Wilde*. — MM. H. Deslandres, A. Lacroix, É. Borel, G. Bertrand, A. Cotton, E. Esclangon, M. Delépine, A. de Gramont, L. de Broglie.

XXXI. *Prix Caméré*. — MM. A. Lacroix, G. Claude, L. Guillet, J. Drach, H. Villat, L. de Broglie, A. Caquot, É.-G. Barrillon, J. Bethenod.

XXXII. *Prix Albert Ier de Monaco*. — MM. Ch. Maurain, M. Caullery, A. Lacroix, L. de Broglie, et sept membres qui seront élus ultérieurement.

XXXIII. *Prix Marquet* (Sciences mathématiques). — MM. H. Deslandres, É. Borel, A. Cotton, A. de Gramont, É. Cartan, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia.

XXXIV. *Prix Général Muteau* (Sciences mathématiques). — MM. R. Bourgeois, É. Borel, G. Perrier, Ch. Fabry, L. de Broglie, G. Julia, A. Caquot, G. Durand-Viel.

XXXV. *Prix Laura Mounier de Saridakis*. — MM. A. Lacroix, H. Vincent, G. Bertrand, Ch. Achard, L. de Broglie, A. Gosset, Ch. Pérez, P. Portier, M. Javillier.

XXXVI. *Fondation Jérôme Ponti* (Sciences physiques). — MM. A. Lacroix, P.-A. Dangeard, M. Molliard, M. Caullery, M. Delépine, Ch. Jacob, Ch. Pérez, P. Lebeau.

XXXVII. *Fondation Millet-Ronssin.* — MM. A. Lacroix, L. Cayeux, Ch. Jacob, P.-A. Dangeard, A. Guilliermond, Ch. Pérez, É. Roubaud.

XXXVIII. *Fondation Villemot.* — MM. Ch. Maurain; M. Caullery, A. Lacroix, L. de Broglie, et douze Membres qui seront élus ultérieurement.

CORRESPONDANCE.

M. **Eugène Fabry** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place de Membre non résidant vacante par le décès de M. *Paul Sabatier*.

ARITHMÉTIQUE. — *Sur les nombres premiers impairs.*
Note (1) de M. **Victor Thébault**, présentée par M. Élie Cartan.

Dans les *Meditationes algebraïcae* de Waring (Cantabrigiae, 1770), on trouve, énoncée sans preuve, la proposition suivante dont une démonstration un peu longue se trouve dans le tome III des œuvres de Lagrange.

Si, dans une progression par différence, 3 *termes consécutifs sont premiers absolus, la raison est divisible par* 6, *à moins que le premier terme ne soit* 3; *s'il y en a* 5, *la raison est divisible par* 30, *à moins que le premier terme ne soit* 5; *et s'il y en a* 7, *la raison est divisible par* 210, *à moins que le premier terme ne soit* 7. (*On suppose que le premier terme de la progression n'est pas* 1) (2).

J. Fitz-Patrick en a donné une démonstration suivie d'une généralisation partielle (3), dont l'ensemble est aussi d'une certaine longueur, et que nous ignorions d'ailleurs lorsque nous avons obtenu la proposition plus générale que voici, accompagnée d'une démonstration très brève (4).

Théorème. — *Si les n termes*

$$(\mathrm{P}) \qquad m, \quad m+r, \quad m+2r, \quad \ldots, \quad m+(n-1)r,$$

d'une progression arithmétique sont premiers impairs, la raison r est divisible par le produit des nombres premiers non supérieurs à n.

En effet, les n termes de la progression (P) étant, par hypothèse, des nombres premiers impairs (5), que nous supposons positifs pour fixer les idées,

(1) Séance du 31 janvier 1944.

(2) Concours académique de Poitiers, 1869.

(3) *Exercices d'arithmétique*, I, 1913, Paris, p. 138, questions **920** et **921**; t. II, p. 610 et 611.

(4) Le principe de la suivante est de MM. A. Néron et L. Duvert, élèves de l'École normale supérieure.

(5) Le nombre premier 2 ne saurait, en effet, faire partie d'une progression arithmétique (P).

la raison

$$r = (m + \varepsilon r) - [m + (\varepsilon - 1)r], \qquad (1 \leqq \varepsilon \leqq n - 1),$$

est un nombre composé *pair*.

En outre $m \geqq n$, sinon l'un des nombres de la progression serait $m + mr$, qui n'est pas premier.

Considérons les α nombres

$$m, \quad m + r, \quad \ldots, \quad m + (\alpha - 1)r,$$

α étant un nombre premier absolu inférieur à n. Les restes de leurs divisions par α sont respectivement $\beta_0, \beta_1, \ldots, \beta_{\alpha-1}$, qui sont α nombres inférieurs à α, et non nuls (sinon un nombre premier supérieur à α serait divisible par α). Ils ne peuvent donc prendre que $\alpha - 1$ valeurs, de sorte que deux d'entre eux, au moins, λ_q et $\lambda_{q'}$ sont égaux. Alors

$$m + qr - (m + q'r) = (q - q')r$$

est divisible par α. Or q et q', et *a fortiori* $q - q'$, sont inférieurs à α, donc α est premier avec $q - q'$ et divise r. Le même raisonnement étant valable pour chaque nombre premier inférieur à n, le théorème est démontré.

Corollaire. — *Quand n est premier, la raison r est divisible par le produit des nombres premiers non supérieurs à n, à moins que n ne soit un des termes de la progression, auquel cas la raison n'est divisible que par le produit des nombres premiers inférieurs à n.*

N. B. — Parmi les premières valeurs de la raison r des progressions (P), les plus petites sont

$$1.2 = 2, \qquad 1.2.3 = 6, \qquad 1.2.3.5 = 30, \qquad 1.2.3.5.7 = 210, \qquad \ldots.$$

Il y a une seule progression (P) de raison 2, (3, 5, 7).

Toute progression (P) de raison

$$r = 1.2.3.5.7.\ldots s$$

a, au plus, $t - 1$ termes, t étant le nombre premier immédiatement supérieur à s dans la suite naturelle des nombres premiers, sauf si n est l'un des termes de la progression, auquel cas il peut y avoir t termes.

Ainsi, à titre d'exemples, on rencontre les progressions (P)

(5, 11, 17, 23, 29), (5, 17, 29, 41, 53),

(107, 137, 167, 197, 227, 257),

(199, 409, 619, 829, 1039, 1249, 1459, 1669, 1879, 2089).

Enfin, si $n \geqq 5$, (avec $m \neq 5$ quand $n = 5$), *les n termes de* (P) *finissent par le même chiffre, qui ne peut être que* 1, 3, 7 *ou* 9.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Sur l'écart systématique entre l'estimation visuelle et la mesure photométrique de la différence de magnitude des composantes d'étoiles doubles.* Note ([1]) de MM. **Paul Baize** et **Lucien Romani**, présentée par M. Ernest Esclangon.

On sait combien est difficile l'estimation visuelle de la différence de magnitude des composantes d'une étoile double, principalement lorsque celles-ci sont à la fois inégales en éclat et très rapprochées; dans certains cas, les différences entre les valeurs Δm_v ainsi obtenues, même par des observateurs exercés, et celle Δm_{mp} déduite des mesures photométriques peuvent dépasser 3 magnitudes. Ce fait est d'autant plus regrettable que la connaissance précise des Δ_m est d'une importance capitale pour la résolution de certains problèmes d'Astrophysique (notamment l'étude de la relation *masse-luminosité*). En outre le nombre de systèmes pour lesquels nous possédons une mesure photométrique est excessivement restreint, tandis que le nombre des estimations visuelles est considérable, certains observateurs, tels W. Struve, Dembowski, Leavenworth, Burnham, Comstock, Van den Bos, Van Biesbroeck s'y étant livrés systématiquement

Il était désirable, en l'absence actuelle de données photométriques suffisantes ([2]), d'utiliser ce matériel en le corrigeant de façon à réduire les estimations visuelles de Δm au *système photométrique*.

Un essai dans ce sens a été effectué par Öpik ([3]), qui a comparé les estimations visuelles de Δm aux mesures de Harvard. Les corrections qu'il a déduites de cette comparaison sont satisfaisantes pour les couples faciles. Par contre, pour la plupart des couples difficiles, c'est-à-dire ceux dont le Δm est grand et l'écartement petit, il n'existe aucune mesure de Harvard pouvant servir de terme de comparaison, et Öpik a dû procéder par extrapolation. Aussi, ses valeurs, depuis le travail de Kuiper ([2]) se montrent sensiblement erronées.

Nous avons repris cette étude en utilisant non seulement les mesures de Harvard, mais aussi une quarantaine de déterminations photométriques dues à M. Kuiper et tirées de sources diverses ([4]).

([1]) Séance du 24 janvier 1944.

([2]) Le *Henri Draper Catalogue* donne séparément les magnitudes photométriques des composantes d'un certain nombre d'étoiles doubles, mais il ne s'agit que de couples assez écartés. Plus récemment, M. G. P. Kuiper (*Publications of the Astronomical Society of the Pacific*) a entrepris, à l'aide d'un photomètre différentiel à réseau, l'étude de tous les couples dont la magnitude globale est inférieure à 6,5 et dont l'écartement est compris entre 0",5 et 5", mais les résultats de ce travail, sauf pour une cinquantaine d'étoiles, ne sont pas encore publiés (*Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 47, février 1935, p. 15).

([3]) *Pub. de l'Obs. de Tartu* (Dorpat), 25, vi, 1924.

([4]) Principalement, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 47, 1935, p. 15; *Astroph. J.*, 88, 1938, p. 477.

Notre étude a porté tout d'abord sur une sélection de 50 couples [difficiles] pour lesquels les données photométriques et visuelles étaient utilisables; pour ces étoiles, la moyenne des écarts moyens par couple $(\overline{\Delta m_v - \Delta m_{pm}})$ atteint la valeur considérable de $+1^m,34$ et la dispersion correspondante $\pm 1^m,08$. Un examen approfondi de ces données nous a montré que les différences $\overline{\Delta m_v} - \Delta m_{pm}$ étaient à peu près proportionnelles à $\Delta m_{pm}/\bar{\rho}$, $\bar{\rho}$ étant la moyenne des distances des composantes mesurées par les observateurs au moment de leurs estimations de Δ_m.

Sur cette base nous avons obtenu, en première approximation, la formule de correction

$$(1) \qquad \Delta m = \Delta m_v \frac{\rho''}{\rho'' + 0''77},$$

dont l'application ramène la moyenne des écarts moyens par couple à $-0^m,07$ et la dispersion à $\pm 0^m,54$. De plus, en éliminant Sirius, dont la structure est exceptionnelle et quatre étoiles pour lesquelles les observations sont rares et les résidus anormaux, les valeurs précédentes deviennent respectivement $+0^m,02$ et $\pm 0^m,32$, nombres tout à fait satisfaisants.

Toutefois l'étude des nouveaux résidus nous a montré que la constante $0''77$ de la formule (1) devait être remplacée par une fonction de l'ouverture D utilisée par l'observateur. Nous avons obtenu, en traitant les résidus par la méthode des moindres carrés, la formule de seconde approximation

$$(2) \qquad \Delta m = \Delta m_v \frac{\rho''}{\rho'' + 0''34 + 0''57} \qquad \text{(D en mètres).}$$

L'application de cette formule réduit encore un peu la dispersion des résidus finaux. Nous avons étudié ces derniers en détail et nous en avons conclu :

a. que ni la *couleur* ni *l'éclat* des composantes ne sont à prendre en considération; une *différence* de couleur peut, tout au plus, accroître légèrement la dispersion des estimations;

b. que l'équation personnelle est négligeable pour les douze observateurs étudiés;

c. qu'après correction, la répartition des résidus moyens par couples est accidentelle (loi de Gauss);

d. que la valeur du Δm d'un couple peut être calculée avec une erreur probable de l'ordre de $0^m,20$ quand elle a été estimée par trois observateurs au minimum.

La formule (2) ayant été établie avec un matériel sélectionné, nous avons procédé à une étude complémentairs qui a montré qu'on pouvait l'étendre à tous les autres couples à l'exception, peut-être, de ceux pour lesquels les Δm sont énormes, tels Sirius et Procyon.

Nous avons enfin constaté incidemment que le Δm de β *Scorpii* avait probablement varié de 2 magnitudes entre 1902 et 1926. En effet, les estimations anciennes (dix séries par cinq observateurs entre 1879 et 1901) fournissent comme valeur moyenne, après correction par la formule (2), $4,21 \pm 0,24$,

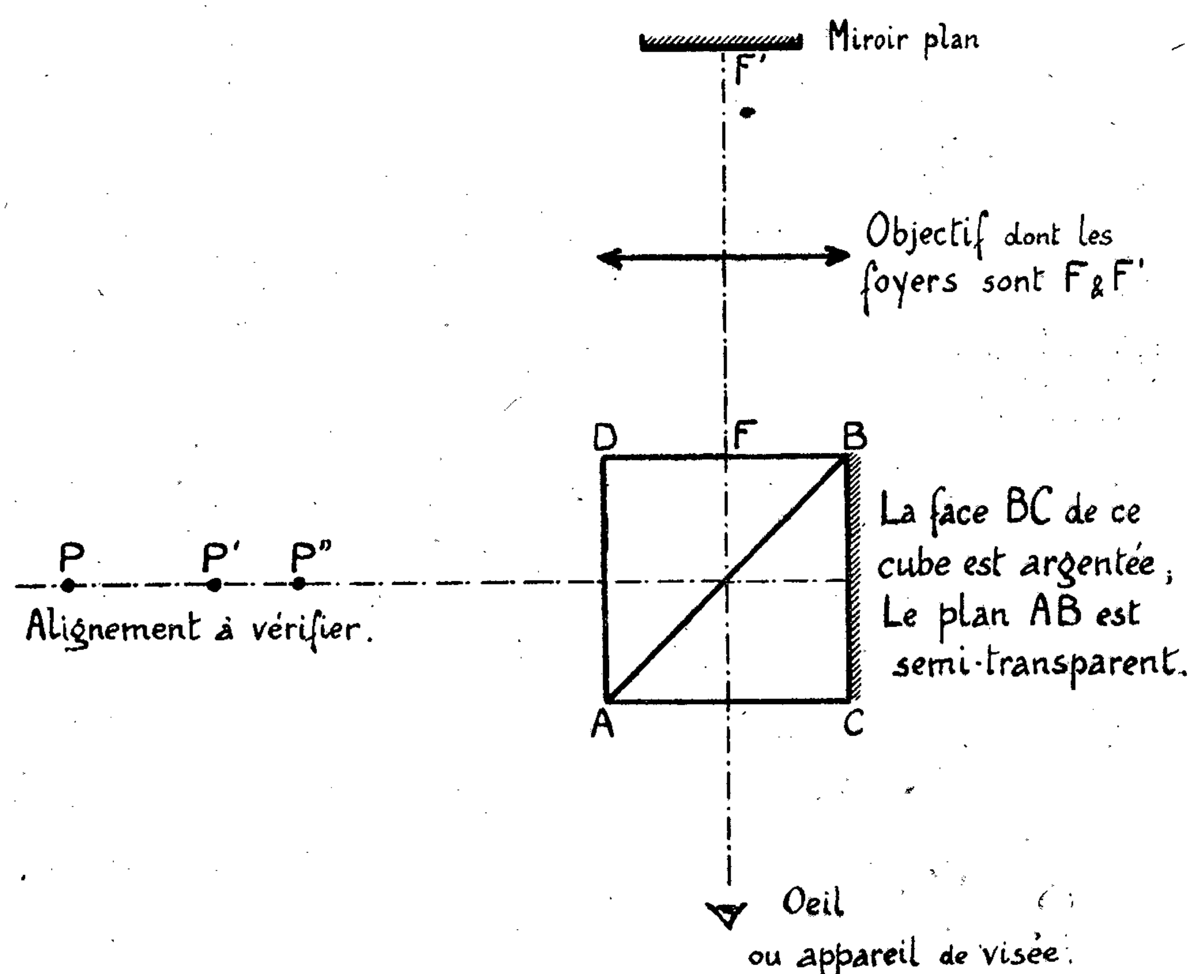
tandis que les observations récentes (cinq séries par trois observateurs entre 1926 et 1933) donnent 2,25 ± 0,51, cette dernière valeur étant en parfait accord avec la mesure photométrique (2,26) de Kuiper obtenue vers 1931.

Nous nous occupons de calculer, à l'aide de la formule (2), les valeurs les plus probables des Δm_v des couples pour lesquels le besoin d'une détermination précise de cette grandeur se fait le plus sentir, c'est-à-dire des couples orbitaux.

D'autre part nous avons entrepris des recherches sur le phénomène, physique ou physiologique, qui perturbe les estimations visuelles.

MÉTROLOGIE. — *Nouvelle méthode optique pour le contrôle d'une glissière rectiligne ou d'un alignement.* Note de M. **Jean Terrien**, présentée par M. Albert Pérard.

Pour le contrôle des glissières rectilignes, les difficultés de la méthode de la lunette autocollimatrice ont suscité récemment des efforts vers un procédé plus direct, où l'on mesurerait, non plus des angles, mais des écarts rapportés à une droite idéale. Ainsi G. Yvon [1] compare un alignement à une verticale, grâce



Disposition schématique des appareils pour le contrôle d'un alignement.

à une réflexion sur un bain de mercure de hauteur réglable. D'autre part, l'ingénieuse combinaison de deux prismes en toit d'arêtes croisées, imaginée par M. W. Kösters [2], fournit une droite idéale repère, dirigée suivant la perpendiculaire commune aux deux arêtes.

---

(1) *Journées internationales de Métrologie et de Chronométrie*, 1937, p. 441, Paris, 1939.

(2) Description par R. Constensoux, *Mécanique*, 25, sept.-oct. 1941, p. 125.

Nous proposons un dispositif dont la réalisation paraît plus simple : il ne comporte pas de bain de mercure, et les exigences optiques sont moins sévères que pour le double prisme de Kösters. Comme ce dernier, il donne, de tout point situé sur une certaine droite, deux images confondues, et, d'un point qui s'en écarte d'une longueur *d*, deux images séparées par l'intervalle 2 *d*.

On vérifie facilement qu'un objectif convergent associé à un miroir plan perpendiculaire à son axe optique au foyer postérieur F′, donne, d'un point M, une image symétrique par rapport au foyer antérieur F. Si l'on ajoute en F un plan semi-transparent BD, il fournit du même point une seconde image, symétrique par rapport à ce plan. Ces deux images sont confondues si M est sur l'axe optique, et distantes de 2 *d* si M est à la distance *d* de l'axe. L'azimut du point M par rapport à cet axe et la direction définie par les deux points images sont parallèles ; leur relation est plus simple que dans le cas du double prisme de Kösters.

On utilisera pratiquement une disposition analogue à celle de la figure : le faisceau incident, issu d'un des points P, P′, P″, est coudé à angle droit sur le plan diagonal AB d'un cube séparateur; le plan semi-réfléchissant en F est remplacé par la face argentée BC, dont l'image par rapport à AB passe par F. On observe la double image à l'œil nu, ou avec un viseur à tirage variable, ou mieux encore avec une lunette réglée pour l'infini et précédée d'un objectif mobile, que l'on place de façon à obtenir d'abord des images à l'infini. Pour mesurer l'intervalle des deux images, nous choisissons comme objet une réglette divisée en $0^{mm},1$, sur laquelle se lit directement leur décalage.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur des piles électriques empruntant leur énergie indéfiniment au milieu ambiant.* Note [1] de M. **Vasilesco Karpen.**

On constitue une pile électrique en plongeant dans l'eau, surmontée par l'atmosphère, une lame en platine platiné formant l'électrode positive et une lame en platine poli. La force électromotrice est d'environ *un quart de volt*, elle n'arrive à cette valeur qu'au bout de quelques semaines. Si l'on remplace le platine poli par l'or, la force électromotrice augmente d'environ 10 %.

Si l'on extrait l'air de l'eau constituant l'électrolyte (qui peut être aussi de l'eau acidulée à l'acide sulfurique), la force électromotrice se maintient, même si la pression de l'air est réduite à moins de 1/500 d'atmosphère. Lorsque l'air est complètement éliminé, la force électromotrice disparaît.

Il s'agit, sans aucun doute, d'une pile de concentration à oxygène. Le platine platiné, plongé dans l'eau (acidulée ou non), contenant en solution l'oxygène de l'air, se couvre d'une mince couche où la concentration de l'oxygène est de beaucoup supérieure à celle du reste du liquide, où se trouve plongée l'électrode

(1) Séance du 3 novembre 1943

en platine poli. Les caractéristiques de cette pile (I) sont en effet pareilles à celles d'une pile (II) dont les électrodes, plongeant dans l'eau contenant en solution l'oxygène atmosphérique, sont toutes les deux en platine poli (ou en platine platiné), mais dont l'une a servi d'anode dans l'électrolyse de l'eau et se trouve couverte d'une couche où la concentration de l'oxygène est élevée. On peut s'arranger de façon que les forces électromotrices des deux piles (I) et (II) soient égales.

Dans les deux piles, la production temporaire d'un faible courant suffit pour polariser rapidement l'électrode négative, par l'oxygène s'y dégageant, et faire baisser la force électromotrice. Aussitôt le courant interrompu, la force électromotrice remonte et au bout de quelque temps arrive *exactement* à sa valeur primitive pour la pile (I) et à une valeur *moindre* pour la pile (II); c'est que dans la pile (II) l'oxygène de la cathode disparaît peu à peu par diffusion et la force électromotrice baisse et finit par s'annuler, alors que dans la pile (I) l'oxygène à la surface du platine platiné persiste indéfiniment et la force électromotrice se maintient invariable si la pile ne débite pas, et revient automatiquement à sa valeur primitive si elle a baissé pendant que la pile a débité.

Dans la pile (I), comme dans la pile (II), *aucune réaction chimique ne se produit*; l'énergie, comme dans toute pile de concentration, est entièrement empruntée au milieu ambiant, *de façon temporaire pour la pile* (II), *indéfiniment pour la pile* (I). Le courant permanent qui s'établit lorsque la pile (I) est mise en court-circuit est (comme il est naturel) analogue à ce qu'on appelle *courant restant* lorsqu'on applique à un voltamètre à eau une tension d'environ un quart de volt.

Voyons ce qui se passe dans la pile lorsqu'elle est traversée par la quantité $2e$ d'électricité.

A l'intérieur de la pile, les ions, provenant de la dissociation de *deux molécules d'eau*, se dirigent, les H^+ vers le platine platiné, les $\overline{OH}$ vers le platine poli. A l'électrode positive les deux électrons $\bar{e}$ sortant du métal, ionisent *un des atomes d'oxygène* dissous dans l'eau; l'ion O^{--} ainsi formé rencontrant les $2H^+$ produit *une molécule d'eau*. A l'électrode négative les ions $2OH$ perdent leurs électrons (qui passent dans le métal) et donnent *un atome d'oxygène* et *une molécule d'eau*.

Donc les deux molécules d'eau dissociées sont reconstituées et l'atome d'oxygène perdu à l'électrode positive est regagné à l'électrode négative. Il n'y a pas d'électrolyse, l'oxygène s'accumule à l'électrode négative dont le potentiel augmente et repasse par diffusion à l'électrode positive; pendant le repos de la pile la diffusion continue, ramenant le tout à l'état primitif. Ce phénomène est un cas particulier du phénomène antérieurement signalé : *passage du courant dans les électrolytes sans électrolyse* [2].

Si $\mathcal{C}_1$, $\mathcal{C}_2$, $\mathcal{E}'_1$, $\mathcal{E}'_2$ sont les concentrations de l'oxygène et des électrons aux

---

[2] *Comptes rendus*, **199**, 1934, p. 480.

deux électrodes, la force électromotrice de la pile est (²)

$$E = \frac{RT}{4} \log \frac{\mathcal{C}_1}{\mathcal{C}_2} = RT \log \frac{\mathcal{E}'_2}{\mathcal{E}'_1}.$$

Les électrons passant de la concentration $\mathcal{E}$ dans le platine à la concentration $\mathcal{E}'_1$ à l'électrode positive se refroidissent par coulomb de RT log $\mathcal{E}/\mathcal{E}'_1$, et, à l'électrode négative, passant de $\mathcal{E}'_2$ à $\mathcal{E}$, s'échauffent de RT log $\mathcal{E}'_2/\mathcal{E}$; le refroidissement résultant est donc RT log $\mathcal{E}'_2/\mathcal{E}$, égal numériquement à la force électromotrice.

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES. — *La résistance de frottement des ions négatifs dans l'hydrogène.* Note de M. **Théodore Ionescu**, présentée par M. Aimé Cotton.

Lorsqu'un tube de décharge à gaz raréfié se trouve dans l'axe d'une bobine faisant partie d'un résonateur couplé à un oscillateur, le champ électrique de haute fréquence est fortement absorbé dans l'espace sombre de Faraday, ou dans la colonne positive (¹). Nous avons montré que l'on pouvait calculer l'absorption dans l'espace de Faraday en admettant qu'il s'y trouvait, outre des électrons, d'autres ions négatifs ayant une période propre de vibration.

L'expérience et le calcul s'accordent pour montrer qu'il existe des valeurs i du courant dans le tube qui correspondent à des minima du courant I dans le résonateur, c'est-à-dire pour lesquelles l'énergie absorbée par le tube est maximum. En fonction de i, on obtient autant de minima qu'il y a dans le gaz d'espèces d'ions négatifs dont la fréquence propre est proche de la fréquence de fonctionnement du résonateur. Nous avons trouvé, pour l'expression de I en fonction de i,

$$(1) \qquad I = \frac{I_0\left(\frac{a}{c} + i^x\right)}{\frac{a}{c} b . i + d . i^{x+1}}.$$

Au cours du calcul, nous avons supposé que le courant i était proportionnel à la densité N_p des ions positifs dans la région considérée du tube, soit $N_p = \varepsilon i$, où ε dépend du diamètre du tube. Nous avons admis en outre que le nombre d'ions négatifs N_n, paraissant par seconde et par centimètre cube, était proportionnel à la densité N_e des électrons et à la pression p du gaz. Le nombre d'ions négatifs disparaissant par seconde est proportionnel à la densité de ces ions ainsi qu'à une fonction de N_p et de p. Nous aurons donc en régime stationnaire

$$k . p . N_e = N_n f(N_p, p).$$

(²) *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 791.

(¹) Th. V. Ionescu et Mme Ir. Mihul, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 682; V. P. Mihu, *ibid.*, 207, 1938, p. 32; Th. V. Ionescu, *ibid.*, 207, 1938, p. 567.

Soient M l'induction mutuelle du tube et de la bobine du résonateur, R_1 la résistance du résonateur pour $i = 0$ et $I = I_0$, A une constante dépendant du diamètre du tube. Si $\omega_n/2\pi$ est la fréquence propre de l'ion négatif, r le coefficient de frottement de cet ion, n la fréquence moyenne des chocs entre électrons et molécules du gaz, e et m la charge et la masse de l'électron, $\omega/2\pi$ la fréquence propre du résonateur, on trouve

$$kp = a; \qquad \frac{M^2 A \varepsilon}{R_1} \frac{e^2}{m} \frac{\omega^4 r}{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + r^2 \omega^2} = b; \qquad \frac{M^2 A \varepsilon}{R_1} \frac{e^2}{m} \frac{\omega^2 n}{n^2 + \omega^2} = d;$$
$$f(N_p, p) = f(i, p) = ci^x,$$

b étant ici proportionnel à la conductibilité due aux ions négatifs et d à la conductibilité due aux électrons.

Nous avons appliqué la formule (1) aux courbes obtenues par M. V. P. Mihu [2] dans l'espace de Faraday de H^2; la fréquence propre de l'ion négatif était $\nu_n = 7,56.10^7$ ($\lambda\, 397^{cm}$) et celle du résonateur $\nu = 7,68.10^7$ ($\lambda\, 389^{cm}$). Nous avons trouvé que le nombre d'ions négatifs disparaissant par unité de temps pouvait être représenté par une fonction de la forme ci^x. L'exposant de cette formule (pour $p > 0^{mm}, 14$ Hg) a été trouvé égal à $10p + 1,35$, donc voisin de $10p + (4/3)$.

On peut démontrer que $i^{4/3}$ peut être remplacé par le carré de la valeur moyenne h du champ électrique créé dans le plasma par les ions positifs et les électrons.

L'exposant x satisfait également à la relation $x = 3,61.\sqrt{i_1}$, où i_1 est la valeur du courant dans le tube correspondant au courant minimum dans le résonateur. Cette relation s'applique également pour les pressions inférieures à $0^{mm}, 14$ Hg.

Le coefficient de frottement r peut être calculé à partir des valeurs de b. On obtient deux séries de valeurs r et r'. Les premières croissent proportionnellement à p^3 et représentent le coefficient de frottement des ions négatifs de H^2, les secondes diminuent et tendent vers zéro lorsque ω tend vers ω_n.

p.......	0,058	0,065	0,104	0,14	0,23	0,32	0,39	0,51	0,82
b.......	1,35	1,57	1,826	1,806	0,904	0,336	0,184	0,08	0,025
d.......	–	0,015	0,016	0,0167	0,0203	0,0185	0,018	0,017	0,016
a/c.....	11,52	2,09	0,43	0,25	1,40	46,7	861	$7,26.10^3$	$1,78.10^{13}$
$r.10^{-7}$...	4,28	3,23	1,88	1,92	7,05	20,1	37,0	85,0	272
$r'.10^{-7}$...	0,75	1,10	1,88	1,84	0,49	0,182	0,072	0,042	0,013
$n.10^{-7}$...	–	5	5,5	5,9	6,95	6,45	6,40	6,10	3,40
$n'.10^{-7}$..	–	450	420	400	334	365	370	405	680

Pour $\omega_n = \omega$, on trouve que b varie en raison inverse de p^3, ce qui montre que notre méthode s'applique bien pour trouver les fréquences propres des ions

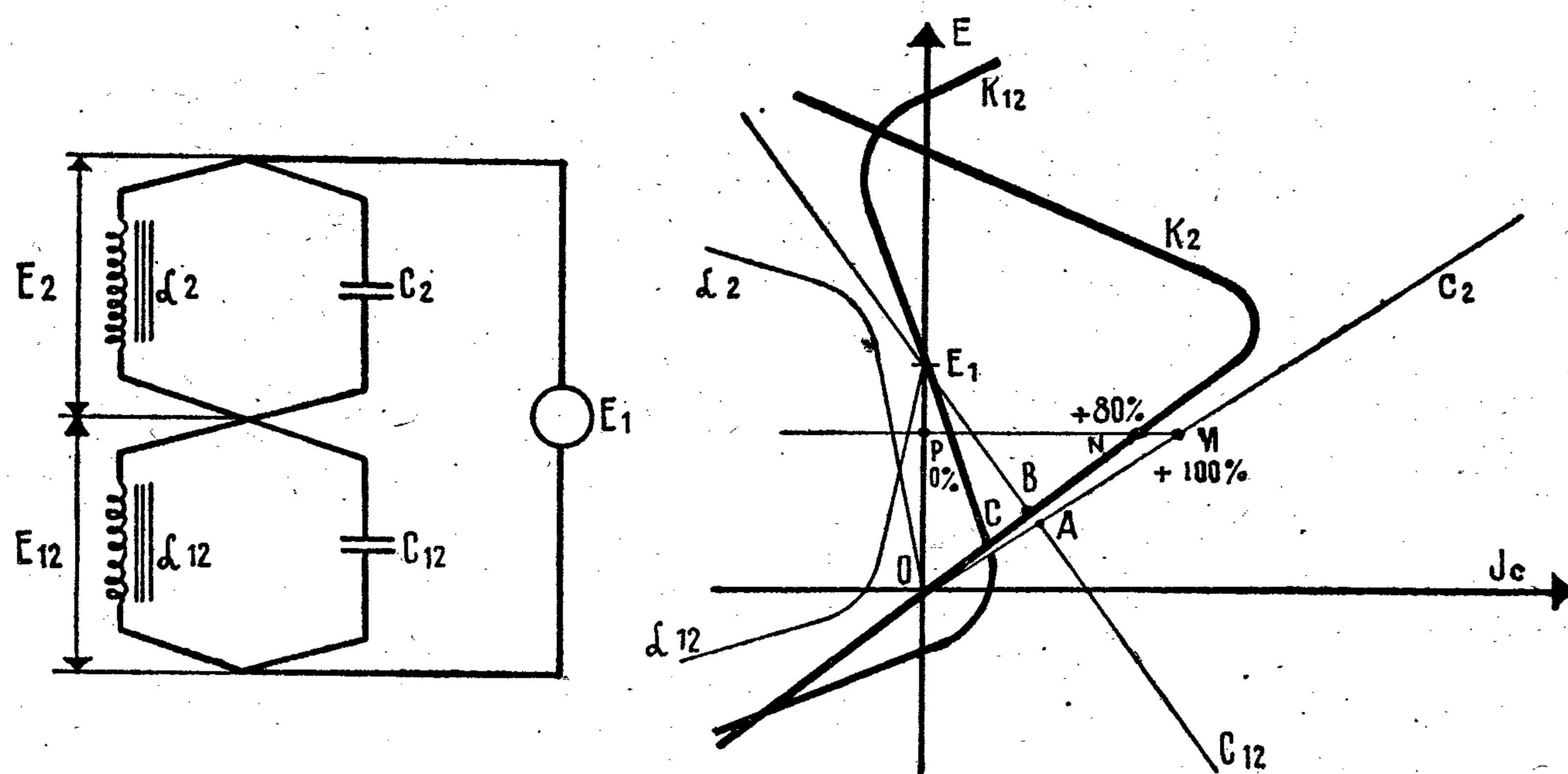
(2) *Ann. Scient. de l'Université de Iassy*, **27**, 1941, p. 241.

négatifs de H^2, expliquées d'après nous par des précessions dans un champ magnétique (*Disquisitiones Mathematicae et Physicae*, 1931).

On trouve également deux séries de valeurs n et n'. Les valeurs de n ne diffèrent pas beaucoup des valeurs que nous avons trouvées, avec C. Mihul en 1932, en utilisant la résonance des électrons dans le champ magnétique; celles de n' sont environ cent fois plus élevées, elles ne représentent donc pas les fréquences des chocs.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur un procédé graphique de détermination des tensions induites sur une ligne protégée par une bobine inductive, en cas de mise à la terre accidentelle d'une autre ligne parallèle montée sur les mêmes supports.* Note de MM. **Oleg Yadoff** et **Jean-Pierre Roux**, présentée par M. Camille Gutton.

Il s'agit de deux lignes triphasées montées parallèlement sur les mêmes supports, sans aucune liaison métallique entre elles. La ligne 2 est protégée par une bobine d'inductance. La ligne 1 ne l'est pas. Soient E_1 et E_2 les tensions d'alimentation de ces deux lignes, C_1 et C_2 leurs capacités respectives par rapport à la terre, E_{12} la tension à laquelle est soumise la capacité C_{12}, somme des capacités résultant de l'influence mutuelle de ces deux lignes, et enfin L_{12} l'inductance de la bobine de compensation montée entre les points neutres des deux lignes; voir la représentation schématique de la figure ci-dessous.



Nous proposons une méthode graphique pour déterminer la tension induite E_2 dans la ligne 2 en cas de mise à la terre accidentelle du réseau 1.

Nous avons à tout moment

$$\vec{E}_{12} = \vec{E}_1 - \vec{E}_2,$$

E_1 est connu, E_2 nous est donné par la valeur de l'ordonnée du point d'inter-

section des courbes K_2, $E_2=f(I)$ et K_{12}, $E_{12}=f(I)$. La courbe caractéristique K_2 de la mise en parallèle de C_2 et $\mathcal{L}_2$ est déterminée en portant pour une même intensité, vers la droite les courants capacitifs dus à la capacité C_2, vers la gauche les courants inductifs produits par l'inductance $\mathcal{L}_2$ et en faisant la somme algébrique de ces deux courants. Nous procédons de même pour la détermination de la caractéristique K_{12}.

Pour définir l'importance du réglage de la bobine de mise à la terre, nous pourrons exprimer le courant résiduel en % du courant qui circulerait si l'on n'intercalait pas de bobine de mise à la terre.

Le point M qui correspond sur une horizontale quelconque à la marche sans bobine est le point $+100$ %. Le point d'intersection de cette horizontale avec l'axe des ordonnées donne le point $P=0$ % ; la distance entre ces deux points donne, après avoir été divisée en 100 parties égales, les valeurs intermédiaires de E_2 : par exemple le point N correspond ici à un réglage en dissonance de 80 %.

Si nous n'avons ni bobine de réactance de mise à la terre, ni bobine de compensation, les caractéristiques K_2 et K_{12} se réduisent aux droites C_2 et C_{12} ; l'abscisse de leur point d'intersection A nous donne la valeur de la tension induite E_2.

En mettant en circuit, progressivement, la bobine de réactance de compensation, le point d'intersection A se déplace sur la droite C_2 vers le point O. La tension E_2 devient nulle avec un accord parfait en résonance de la bobine de compensation, les deux lignes sont alors sans influence réciproque.

Si nous mettons, enfin, en circuit la bobine de mise à la terre de la ligne 2, l'ordonnée au point C, intersection de K_1 et K_{12}, nous donne les valeurs de E_2 et de E_{12}.

Lorsque la bobine de compensation n'est pas bien réglée, elle n'est plus en mesure de protéger la ligne 2, car la tension E_2 devient, en cas de renversement de la caractéristique, aussi grande que la tension de mise à la terre E_1, ce qui peut provoquer sur la ligne 2 le simulacre d'une mise à la terre.

Cette méthode de résolution graphique a un intérêt pratique, car, d'une part elle permet d'envisager simplement le réglage à adopter pour la bobine de compensation, et d'autre part elle permet d'avoir rapidement des résultats exacts que ne peut pas nous donner, dans ce cas, une méthode mathématique.

EFFET RAMAN. — *Sur les molybdates neutres et leur diagramme de Debye et Scherrer*. Note de Mlle **Marie Théodoresco**, présentée par M. Aimé Cotton.

Après avoir poussé nos recherches par effet Raman sur les molybdates neutres de sodium $MoO^4Na^2, 2H^2O$ et de potassium MoO^4K^2 à l'état cris-

tallin et en solutions aqueuses (¹) aussi loin que nos moyens de laboratoire nous l'ont permis jusqu'ici, nous en avons fait une étude aux rayons X.

Le molybdate neutre de sodium à l'état cristallin est hydraté, tandis que celui de potassium est anhydre. C'est l'étude de l'action des molécules d'eau sur l'individu MoO^{4--} qui a encore (²) été le but du présent travail.

D'après les auteurs, le molybdate neutre de sodium cristallise en rhomboèdres aigus (Swanberg, Struve) et le molybdate neutre de potassium présente des prismes hexagonaux (Delafontaine). Nous avons utilisé, pour notre travail aux rayons X, des poudres cristallines obtenues par cristallisations troublées. Comme le molybdate neutre de potassium est déliquescent, chacune des deux poudres a été enfermée dans un tube en verre de Lindemann, afin de travailler dans les mêmes conditions.

Les diagrammes de Debye et Scherrer, obtenus avec la raie $K\alpha$ du cuivre 1,538 Å, sont assez différents quand on passe du molybdate neutre de sodium au molybdate neutre de potassium. C'est ce qu'on voit sur les valeurs ci-après des équidistances des plans réticulaires d_{pqr}.

$MoO^4Na^2, 2H^2O$.							MoO^4K^2.			
7,591	3,643	2,80	1,994	1,565	1,344	1,149	5,410	3,001	1,789	1,333
6,365	3,484	2,599	1,948	1,537	1,319	1,132	4,542	2,867	1,728	1,293
5,506	3,331	2,514	1,855	1,502	1,299	1,127	4,162	2,246	1,688	1,269
4,935	3,174	2,393	1,782	1,464	1,258	1,121	3,758	2,128	1,581	1,208
4,457	3,085	2,299	1,726	1,441	1,229	1,093	3,535	2,026	1,514	1,180
4,008	2,964	2,131	1,654	1,405	1,193		3,312	1,966	1,457	1,156
3,816	2,88	2,076	1,628	1,374	1,166		3,125	1,85	1,377	1,135

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Sur une nouvelle méthode d'analyse qualitative et quantitative à l'aide des radioéléments.* Note (¹) de M. **Raymond Daudel.**

Principe. — Nous avons déjà eu l'occasion d'utiliser les phénomènes d'échange pour détecter la présence d'activité dans diverses substances. Nous voudrions signaler ici comment ces mêmes phénomènes d'échange peuvent être utilisés en chimie analytique.

Soit A un certain élément que l'on désire déceler et doser dans une substance C. Nous pouvons généralement transformer A en radioélément en bombardant C à l'aide de certains rayonnements. Le problème est maintenant ramené à la mesure de l'activité de A.

Dans ce but nous pourrons mettre au contact de C un corps A' susceptible

(¹) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1649; **206**, 1938, p. 753; **208**, 1939, p. 1309; **216**, 1943, p. 56.

(²) Marie Théodoresco, *Thèse*, Paris, 1942, n° d'ordre 2861.

(¹) Séance du 17 janvier 1944.

de capter par échange une certaine partie de l'activité de A. Le corps A′ est ensuite séparé de C et, de la mesure de son activité, on déduit la présence ou l'absence de A ainsi que, le cas échéant, la masse de ce dernier.

L'avantage essentiel de la méthode consiste dans le fait qu'il n'est point ici nécessaire de séparer A de C, mais seulement A′ de C. Or nous pouvons utiliser pour détecteur A′ un corps convenable à notre choix. Nous pouvons, de plus, employer la masse de ce détecteur qui nous semble la plus commode. De ces remarques découle la grande souplesse du procédé.

Nous pouvons, en particulier, ramener ainsi un problème de micro-séparation à un problème de séparation ordinaire. A ce point de vue, la méthode est à rapprocher des procédés d'entraînement. Elle est moins générale, mais, du même coup, beaucoup plus spécifique.

Domaine d'application. — Lorsque l'élément A à doser est aisément transformable en une quantité notable de radioélément (ou même est déjà un radioélément), on peut utiliser directement la méthode précitée.

Lorsque l'élément A n'est pas susceptible de fournir une masse suffisamment importante de radioélément, soit qu'il se présente en trop faible quantité, soit que les sections efficaces des réactions nucléaires correspondantes soient trop faibles, il faut utiliser un réactif intermédiaire (préparé, par exemple, à l'aide de l'effet Szilard). Le réactif B ajouté à la substance C forme un certain corps D avec A et le problème est ramené à mesurer la masse de réactif en excès, ce que l'on peut faire à l'aide d'un détecteur B′ agissant par échange. Cependant ce procédé n'est valable que si D n'échange pas lui-même avec B. Dans le cas contraire, il faut gêner cet échange, soit en ajoutant un corps capable de s'adsorber dans D si celui-ci est solide ou, selon une idée de M. Süe, en transformant l'excès de réactif en un corps solide plus apte aux échanges.

Exemple d'application pratique. — Nous avons eu l'occasion d'utiliser le procédé précité, en collaboration avec Mlle P. Salzédo, pour doser un mélange de chlorures, bromures et iodures. Voici le mode opératoire :

La substance est bombardée par les neutrons; Cl^-, Br^-, I^- forment des radioéléments ayant respectivement une période de 35 minutes, une longue période et une période de 25 minutes.

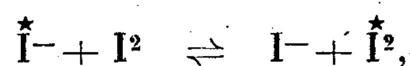
La substance est ensuite dissoute si besoin est, puis on lui ajoute du bromure de potassium inactif (60mg par 100cm³ de solution). On précipite alors un excès d'ions Ag^+ en milieu nitrique. La mesure de l'activité du précipité donne la somme

$$A = \text{masse de } Cl^- + \text{masse de } Br^- + \text{masse de } I^-.$$

On laisse décroître et disparaître l'activité du chlore et de l'iode. En pratique, on attend 4 heures. La mesure de l'activité donne alors le bromure initial B.

On détermine d'autre part l'activité de l'iodure par un détecteur. On ajoute à une autre prise de la solution un mélange équimoléculaire d'iode et d'iodure de potassium inactif en grande quantité par rapport à l'iodure à doser.

Grâce à la réaction d'échange



$$\overset{*}{I}^- + I^2 \rightleftharpoons I^- + \overset{*}{I}^2,$$

l'activité de l'iodure à doser passe presque entièrement dans le mélange I^2, I^- ajouté (le rapport d'échange étant proportionnel au nombre d'atomes présents) et se répartit par moitié entre I^2 et I^-.

On extrait alors l'iode à l'aide du tétrachlorure de carbone. De son activité on en déduit la masse d'iodure C et la différence

$D = A - B - C$ donne la masse du chlorure.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Mode de synthèse d'éthers-oxydes phénoliques.* Note de M. **Roger Pajeau**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'alcoylation de composés aromatiques au moyen d'alcool et d'acide sulfurique est influencée par la nature des substituants dans le noyau. On sait que les radicaux NO^2, NH^2, SO^3H contrarient la réaction tandis que les halogènes, les groupements alcoyle et hydroxyle orientent les substitutions ultérieures en *para*. Nous indiquerons dans cette Note les résultats obtenus au cours de recherches sur la condensation d'un alcool et d'un éther-oxyde phénolique en présence d'acide sulfurique.

L'étude des facteurs qui modifient le rendement en dérivé monoalcoylé (concentration de l'acide, proportions des corps utilisés, ordre de leur introduction, température et durée de la réaction) nous a conduit à opérer de la façon suivante : 400^g d'acide sulfurique de densité 1,70 étaient introduits en une demi-heure dans un mélange de 1^{mol} d'éther-oxyde et $0^{mol},5$ d'alcool, agité mécaniquement et maintenu à la température de 70° pendant une heure. Après lavage à l'eau, le liquide décanté, traité par du carbonate de sodium anhydre, était soumis à une rectification. Le rendement en dérivé *para* est de 40 à 50 % par rapport à l'alcool.

Dans ces conditions l'alcool isobutylique forme, avec l'anisol, le paraméthoxytertiobutylbenzène $C^{11}H^{16}O$ et, avec le phénétol, le paraéthoxytertiobutylbenzène $C^{12}H^{18}O$. Le radical isobutyle est isomérisé en tertiobutyle : si l'on substitue l'alcool butylique tertiaire à l'alcool isobutylique on obtient les mêmes corps, ainsi que le confirme notamment l'identité des spectres Raman :

Paraméthoxytertiobutylbenzène. — 210 (e) (2), 258 (e, k) (4), 292 (e, k) (2), 318 (e, k) (1), 340 (e, k) (2), 365 (e) (1), 410 (e, k) (1), 442 (e, k) (4), 474 (e, k) (3), 531 (e, k) (2), 639 (e, k) (6), 657 (e, k) (6), 733 (e, k) (5), 793 (e, k) (10), 846 (e, k) (5), 916 (e, k) (5), 929 (e, k) (5), 987 (e, k) (3), 1002 (e, k) (2), 1013 (e, k) (2), 1037 (e, k) (3), 1054 (e, k) (2), 1114 (e, k) (8), 1182 (e, k) (9), 1205 (e, k) (8), 1248 (e, k) (6), 1299 (e, k) (6), 1367 (e, k) (1), 1391 (e, k) (2), 1447 (e, k) (7), 1463 (e, k) (7), 1516 (e. k) (2), 1580 (e, k) (4), 1610 (e, k) (8), 2832 (k) (4), 2860 (k) (2), 2900 (e, k) (6), 2964 ± 15 (e, k) (8), 3001 (k) (2), 3070 ± 15 (e, k) (6).

Paraéthoxytertiobutylbenzène. — 261 (e, k) (5), 370 (e) (2), 440 (e, k) (4), 478 (e, k) (2), 536 (e, k) (2), 640 (e, k) (6), 676 (e, k) (6), 729 (e, k) (4), 778 (e, k) (4), 801 (e, k) (10), 828 (e, k) (2), 844 (e, k) (5), 923 (e, k) (7), 1057 (e, k) (5), 1117 (e, k) (9), 1163 (e, k) (2), 1185 (e, k) (7), 1203 (e, k) (7), 1245 (e, k) (3), 1272 (e, k) (2), 1302 (e, k) (4), 1392 (e, k) (1), 1443 (e, k) (7), 1460 (e, k) (7), 1582 (e, k) (2), 1611 (e, k) (10), 2873 (k) (4), 2305 (k) (4), 2932 (k) (4), 2964 ± 10 (k) (8), 4070 ± 10 (k) (6).

Les fréquences exprimées en cm^{-1} sont suivies des lettres des raies excitatrices qui les ont fournies : (e), 4358 Å; (k), 4046 Å; le nombre entre parenthèses indique l'intensité.

Chauffés à reflux avec un mélange d'acide bromhydrique et d'acide acétique, ces deux éthers-oxydes sont transformés en paratertiobutylphénol.

L'alcool butylique secondaire et l'anisol fournissent le paraméthoxybutyl-sec.-benzène $C^{11}H^{16}O$ qui, déméthylé comme précédemment, donne le phénol correspondant.

Avec l'alcool benzylique il a été nécessaire, pour éviter la formation de produits de condensation avancée, d'utiliser un acide de densité 1,62; l'alcool était introduit dans un mélange d'acide et d'anisol. Il se forme le paraméthoxybenzylbenzène $C^{14}H^{14}O$, que l'acide bromhydrique additionné d'acide acétique convertit en parabenzylphénol.

Dans la condensation du cyclohexanol et de l'anisol on recueille, outre le paraméthoxycyclohexylbenzène $C^{13}H^{18}O$, une solution de ce dernier dans son isomère ortho. Le spectre de diffusion de ce liquide présente en effet les fréquences du dérivé para obtenu pur et celles de l'ortho préparé en faisant agir le sulfate de méthyle sur l'orthocyclohexylphénol. Le rendement total est de 85 %.

Orthométhoxycyclohexylbenzène. — 102 (e, k) (5), 188 (e) (3), 264 (e, k) (2), 304 (e, k) (2), 434 (e, k) (3), 489 (e, k) (2), 516 (e, k) (3), 625 (e, k) (4), 733 (e, k) (1), 767 (e, k) (6), 792 (e, k) (2), 833 (e, k) (5), 898 (e, k) (2), 958 (e, k) (1), 1002 (e, k) (3), 1030 (e, k) (4), 1054 (e, k) (6), 1143 (e, k) (1), 1166 (e, k) (4), 1199 (e, k) (4), 1238 (e, k) (5), 1266 (e, k) (1), 1301 (e, k) (3), 1334 (e, k) (1), 1444 (e, k) (7), 1603 (e, k) (8), 2850 (e, k) (6), 2887 (e, k) (4), 2936 ± 10 (e, k) (6), 3070 (e, k) (5).

Paraméthoxycyclohexylbenzène (solution dans le tétrachlorure de carbone). — 260 (e, k) (1), 402 (e, k) (3), 502 (k) (3), 639 (e, k) (5), 650 (k) (1), 828 (e, k) (2), 864 (e, k) (4), 896 (e, k) (1), 1002 (e, k) (3), 1031 (e, k) (5), 1050 (e, k) (5), 1137 (e, k) (2), 1178 (e, k) (6), 1203 (e, k) (6), 1231 (e, k) (4), 1249 (e, k) (1), 1271 (e, k) (2), 1288 (e, k) (2), 1301 (e, k) (2), 1336 (e, k) (2), 1369 (e, k) (2), 1446 (e, k) (9), 1612 (e, k) (10), 2851 (k) (8), 2879 (k) (2), 2934 ± 10 (k) (8), 3001 (k) (2), 3044 (k) (2), 3074 (k) (4).

L'alcool isobutylique et l'oxyde de phényle donnent le paraphénoxytertiobutylbenzène $C^{16}H^{18}O$, $É_{14}$ 172°, F 54°. La position du groupe tertiobutyle a été déterminée par l'action du sodium fondu qui, en provoquant une coupure, permet d'obtenir le paratertiobutylphénol.

Ainsi la substitution d'un radical alcoyle à un atome d'hydrogène du noyau benzénique peut s'effectuer au moyen d'alcool et d'acide sulfurique dans le cas

où le noyau renferme un groupement alcoxy : c'est une méthode permettant de réaliser aisément la synthèse d'éthers-oxydes phénoliques à partir de corps possédant déjà cette fonction.

GÉOLOGIE. — *La nappe des Monts de Pardaïlhan (Montagne Noire).* Note de M. **Bernard Gèze**, présentée par M. Charles Jacob.

A l'Est et au Sud-Est des régions primaires autochtones du Minervois-Saint-Ponais (1), sur une longueur d'environ 30^{km} et une largeur de 15^{km}, se développe une contrée de moyenne montagne à laquelle j'étends le nom de *Monts de Pardaïlhan* et dans laquelle les terrains primaires me paraissent appartenir au *flanc inverse d'une grande nappe du premier genre.*

Son matériel stratigraphique comprend la totalité des niveaux du Cambrien et la partie inférieure de l'Ordovicien. Les masses importantes de schistes ordoviciens de la région de Caunes-Cassagnolles représentent sans doute vers l'Ouest *la base du flanc inverse de la nappe en même temps que l'autochtone sous-jacent*, sans que, dans cette région de racines, il soit possible de délimiter les deux unités. Vers l'Est, les schistes de la région de Tarassac à Saint-Chinian jouent le même rôle, mais *le cœur du synclinal entre autochtone et nappe* y est clairement souligné par un chapelet de lentilles de calcaires dévoniens, visible sur 8^{km} du Nord au Sud, dans le versant ouest de la cluse de l'Orb.

Les terrains les plus anciens, qui appartiennent au complexe schisto-gréseux de Marcory (Géorgien inférieur) et reposent sur les calcaires à *Archæocyathus* (Géorgien supérieur), couronnent les sommets en dessinant deux *faux synclinaux*, longs chacun d'une trentaine de kilomètres : Synclinal de Ferrals-Malviès au Nord, de Camplong-Ferrières-Poussarou au Sud. Entre les deux les calcaires seuls occupent l'axe d'un autre faux synclinal (de Lucarnis-Naudet) sur environ 22^{km}.

Dans la plus grande partie de la nappe, on observe le *plongement régulier de chaque horizon au-dessous des niveaux d'âge antérieur*, mais les pendages se rapprochent de la verticale dans le Nord. Cependant, dans une zone transversale située à peu près au milieu de la largeur de la nappe, il existe localement des pendages dirigés au Sud dans la plupart des plis, qui ont ainsi tendance à se rapprocher d'une structure monoclinale. L'anomalie est spécialement sensible dans la partie médiane du flanc sud du synclinal méridional, où les successions paraissent parfois normales et non inverses, mais s'expliquent par un déversement très accusé pouvant atteindre 2 à 4^{km} suivant les points, avec une extrême complication des plissements de détail.

En outre *l'ensemble de la nappe montre aussi la tendance à se débiter en*

---

(1) Cf. *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 160.

écailles imbriquées poussées au Nord. C'est le cas pour le flanc nord du synclinal septentrional, entre le col de Sérières et Riols, de telle sorte qu'il est difficile de distinguer avec certitude les terrains charriés de ceux qui appartiennent peut-être à un *parautochtone* dans la région des Verreries-de-Moussans.

De même le flanc nord du synclinal médian est partout glissé et met en contact le Géorgien supérieur ou l'Acadien avec les schistes ordoviciens sous-jacents. Le flanc nord du synclinal méridional présente une disposition semblable à son extrémité occidentale entre Camplong et la vallée de la Cesse; mais on peut reconnaître de plus, dans sa zone axiale et sur toute sa longueur, un repli anticlinal qui passe localement à un petit pli-faille injecté de quartz, à la faveur duquel des copeaux calcaires très laminés et discontinus surgissent au milieu des grès géorgiens dans la dorsale de Marcory. Enfin, d'autres failles longitudinales s'observent dans son flanc méridional, par exemple entre les Tunès et Coulouma.

A ce jeu d'écailles longitudinales se superposent de très importants décrochements transversaux qui présentent sans doute localement un rejet vertical, mais paraissent surtout résulter de l'exagération de courbures sigmoïdes en direction subméridienne. Les six principaux interrompent la continuité des aires synclinales précédemment définies et décalent chaque élément de 200 à 2000^{m} plus au Nord que l'élément situé immédiatement à l'Ouest. Contrairement à ce que j'avais cru antérieurement ([2]), ces décrochements, quoiqu'ayant très légèrement rejoué au Tertiaire, ne semblent pas intéresser les régions autochtones. Leur genèse paraît s'expliquer clairement par le jeu superficiel de la nappe se moulant contre l'axe métamorphique oblique par rapport à la direction des poussées.

Indépendamment de ces considérations purement tectoniques, *la répartition des faciès du Cambrien confirme l'hypothèse du renversement complet de la série des Monts de Pardailhan.* La nature lithologique des sédiments et leurs épaisseurs prouvent en effet que les régions actuellement méridionales ont dû se trouver, lors de la sédimentation, les moins éloignées des terres antécambriennes situées au Nord. En outre, les analogies les plus grandes s'observent entre le synclinal méridional de la nappe et l'autochtone du Minervois, dont la continuation devrait pourtant se retrouver plutôt dans le synclinal septentrional, si l'on rejetait l'hypothèse du déversement.

Il résulte de ces observations que, *si les sédiments du front de la série renversée des Monts de Pardailhan se sont sans doute déposés au moins 40^{km} au Sud de leur emplacement actuel, ceux de la région méridionale ne sont pas d'origine lointaine.* Nous avons vu que la zone radicale de la nappe paraît décelable dans les formations ordoviciennes immédiatement au Nord de la bordure des terrains tertiaires; dans les formations cambriennes, elle doit se trouver quelques kilomètres seulement plus au Sud.

([2]) *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 115.

GÉOLOGIE. — *Sur le rôle des ablations basales dans la nappe subbétique.* Note de M. **Paul Fallot**, présentée par M. Charles Jacob.

La zone subbétique est caractérisée par une série marine bathyale, continue du Lias moyen au Maestrichtien, qui repose sur le Trias germano-andalou par l'intermédiaire de Lias inférieur dolomitique. Le Nummulitique à dominante de Lutétien transgressif y est irrégulièrement représenté.

On sait que, dans la Province de Murcie, le Subbétique chevauche le Burdigalien du bord méridional de la zone prébétique. Le charriage mesurable est de 12 à 15^{km}; son ampleur réelle serait du double si le Miocène, qui affleure entre les Cabezos de Mingrano et del Sordo, à l'Ouest de La Paca, y était, comme il semble, en fenêtre.

Le chevauchement frontal peut être analysé dans le massif de Benamor (Nord-Ouest de Caravaca). La série y est divisée en deux imbrications qui s'effilent inégalement vers leur bord radical. La plus élevée perd d'ailleurs son caractère d'écaille vers l'Ouest et se relie au Sud à la série jurassique et crétacée de la Loma de la Solana. Où il existe, l'effilement se fait par une ablation en biseau des assises superposées au Trias : c'est d'abord le Lias, puis le Dogger, le Malm, enfin le Crétacé qui reposent directement sur les marnes bariolées. Le lambeau de Crétacé de Caravaca apparaît ainsi comme un reste de la partie la plus rabotée de l'élément inférieur. Le Gault bathyal, reposant sur le Trias de Fuente Farin (15^{km} nord-est de Caravaca), aurait une origine semblable.

La Sierra de Quipar, à 20^{km} au Sud du front, est constituée par un anticlinal de Jurassique et de Crétacé, axé NE-SW, dont l'extrémité orientale, tranchée, domine le vaste affleurement de Trias de Caravaca-Cehegin-Calasparra. Au Sud-Ouest, ses deux flancs sont complets; mais, vers l'Est, le bas de son flanc méridional est raboté obliquement par sa base, de sorte que c'est tantôt le Jurassique, tantôt le Crétacé qui reposent sur les marnes bariolées werféniennes.

Dans des parties plus internes du Subbétique, vers La Paca, une large dépression transversale sépare les imposantes Sierras de Pedro Ponce, au Nord-Est, et de La Culebrina, au Sud-Ouest. Alors que ces deux massifs comportent tous les termes de la série secondaire, le Trias de la dépression supporte au Cerro de D^{a} Inez un court tronçon d'anticlinal pincé, dont les flancs jurassiques reposent en biseau sur les marnes à gypse. Dans d'autres collines c'est le Muschelkalk (Cabezo del Sordo), le Lias (Cerro de D. Gonzalo) ou le Crétacé supérieur et le Lutétien (Altos del Fiscal) qui gisent en paquets désordonnés sur le Werfénien. Au Nord-Est de La Paca, l'extrémité de la Sierra de Ceperos est formée d'un anticlinal de Lias, de Dogger et de Crétacé dont l'axe est incliné au Sud-Ouest et qui paraît s'ennoyer dans le Trias. Une étude détaillée montre que *ce pli repose, coupé en sifflet, sur les marnes bariolées.*

De tels exemples pourraient être multipliés. Ceux-ci suffisent à fournir tous les stades entre le cas où la série subbétique est complète, et ceux où, par rabotage basal, elle est réduite à des débris disjoints reposant soit par la tranche, soit en biseau, soit par des termes plus élevés (Dogger au Nord-Est de D^{a} Inez, Sénonien à l'Ouest) en apparente concordance sur le Trias. Coordonnant ces faits avec la notion du déplacement général de la série Subbétique vers le Nord-Ouest, dont les chevauchements frontaux donnent la mesure minima, l'on est amené à conclure.

Le tronçon subbétique considéré met en lumière un cas particulier de la tectonique du second genre. Une nappe sans flanc renversé, actionnée par la poussée du front des nappes bétiques sous lequel elle s'enracine, s'est déplacée vers le Nord-Ouest. Sa masse s'est scindée en deux ensembles. L'un, inférieur, formé de Trias plastique, accuse un charriage de 15 à 30^{km}; l'autre, formé du reste de la série et plus cohérent à l'origine, s'est déplacé par rapport au Trias, après s'être plissé. Dans ce mouvement différentiel il a subi des ablations basales, réduites dans les parties anticlinales, mais importantes ou totales dans les portions synclinales, de telle sorte que le complexe secondaire et tertiaire s'est trouvé dilacéré en masses disjointes et désordonnées, reposant par des termes variés, tantôt en biseau, tantôt avec un semblant d'accordance sur le Trias qui est resté généralement passif par rapport à lui. Tout au plus, dans certaines conditions et à certains stades du phénomène, des jeux diapiriques ont-ils pris naissance. Ce serait à eux que seraient dues les injections de Trias qui apparaissent dans le Lias supérieur, plus occidental, de Huelma-Carchalejo, ou au contact du Sénonien de Priego de Córdobo.

Vers Jaen et à l'Ouest de la zone subbétique, le repos désordonné de termes bathyaux sur le Trias a, de longtemps, préoccupé les géologues. R. Douvillé y voyait l'effet de plissements précoces suivis de transgressions; Blumenthal, celui d'une sorte de diapirisme sous-marin. Les phénomènes décrits dans la Province de Murcie expliqueront sans doute certaines de ces anomalies.

Les translations avec rabotage basal, analysées ici dans une série charriée, peuvent avoir aussi pris naissance dans une série de couverture, sur un Trias autochtone. Les écailles parautochtones de Cazorla ont dû jouer par le même mécanisme, sur le Trias en place du Haut-Guadalquivir, et, fort de l'exemple de la Sierra de Ceperos, on peut admettre que la troublante Sierra de Quesada, dont les anticlinaux ont l'air de s'ennoyer au Sud-Ouest sous le Trias du bas Guadiana Menor, est en réalité formée de plis qui reposent, usés en sifflet, sur les marnes bariolées gypsifères.

Enfin il n'est pas impossible que de tels phénomènes aient eu leur rôle à la base de l'*Abscheerungdecke* du Jura ou dans la genèse de certaines anomalies tectoniques d'Algérie et de la Tunisie septentrionale.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Hétérogénéité structurale du chondrioconte chez* Lupinus albus *L.* Note (1) de M. **Marc Meitès**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

La granulisation des chondriocontes est un phénomène d'altération bien connu aujourd'hui : l'extrême labilité des filaments explique l'erreur des

(1) Séance du 17 janvier 1944.

premiers cytologistes qui, utilisant des fixateurs imparfaits, considérèrent les chaînes de grains comme une forme typique du chondriome; les chloroplastes ont fait l'objet d'interprétations analogues. L'observation vitale donna raison aux partisans de l'homogénéité des chondriosomes et des plastes, et les granulations furent considérées comme des artefacts. Cependant certaines Algues à chloroplaste complexe et surtout les Sélaginelles font exception à la règle : Emberger (²) a décrit dans ces dernières un énorme chondrioconte moniliforme dont chaque nœud correspond à un grain chlorophyllien; ce chapelet, qu'Emberger considère comme « un seul chloroplaste », a une structure hétérogène incontestable; cette description, assez ancienne, est d'autant plus intéressante que des travaux récents ont remis en question le problème de l'hétérogénéité structurale des plastes (Maige, Frey-Wyssling, Pekarek, Weier) (³).

Nos expériences personnelles, effectuées sur *Lupinus albus* L., nous ont permis d'étendre la conception de l'hétérogénéité structurale à la totalité des chondriosomes.

I. *Faits expérimentaux.* — A l'exclusion de toute altération préalable, la forme chondriomite préexiste dans le chondrioconte normal : invisible à l'optimum de postchromisation, elle apparaît dans certaines coupes surchromées. Il nous a été possible de révéler encore plus nettement cette structure granuleuse. Nous avons montré dans un travail récent (⁴) que la technique IV A de Regaud est améliorée par l'interposition d'une solution délipidante entre le bain de formol et le bain de bichromate : cette délipidation intercalaire, effectuée au moyen du benzène, assure un véritable décrassage du cytoplasme, tout en respectant les lipides mitochondriaux engagés dans des combinaisons très stables avec les protides; ce procédé accentue l'individualisation du chondriome dont les détails acquièrent une finesse remarquable; il existe, pour chaque espèce végétale, une durée et des conditions optima de délipidation. Voici le détail d'une de nos expériences : des méristèmes radiculaires du Lupin blanc sont fixés dans la solution de formol à 20 % neutralisée, pendant 6 jours, puis introduits dans une solution hydroalcoolique saturée de benzène (eau 10^{cm^3}, alcool à 96° 20^{cm^3}, benzène 100^{cm^3}; l'on agite et on soutire la phase aqueuse inférieure) où ils séjournent 72 heures; après un lavage d'une demi-heure à l'eau distillée, les pièces sont postchromées selon Dietrich-Parat. On observe les résultats suivants :

Série a (24 heures de postchromisation à l'étuve, durée optima) : toutes les pièces ont un chondriome bien coloré avec chondriocontes typiques.

(²) *Arch. Anat. microsc.*, **19**, 1923, p. 309.

(³) Voir *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 424; *Protoplasma*, **29**, 1938, p. 279; **30**, 1938, p. 534; **31**, 1938, p. 346; **32**, 1939, p. 145.

(⁴) *C. R. Soc. Biol.*, **137**, 1943, p. 225.

Série b (48 heures de postchromisation à l'étuve, durée excessive) : dans cette série surchromée, les chondriocontes sont très rares et sont remplacés par de nombreuses chaînettes de grains.

On ne saurait admettre que les pièces de la série *a* étaient intactes et celles de la série *b* altérées, puisqu'elles ont toutes germé dans les mêmes conditions et qu'elles ont été fixées ensemble dans le formol.

Ces expériences nous montrent que le chondrioconte a une structure granuleuse *latente*; sous l'action de divers agents d'altération et en particulier des narcotiques, la structure granuleuse latente devient réelle en ce sens qu'il n'est plus possible d'observer la forme chondrioconte, quelle que soit la durée de la postchromisation.

II. *Considérations théoriques.* — Tout chondrioconte, qu'il soit actif ou inactif dans la photosynthèse, paraît être l'équivalent *morphologique*, à une échelle réduite, d'un des types de chondrioconte géant moniliforme décrit par Emberger chez les Sélaginelles ([4]); du point de vue structural, ce chondrioconte géant fait la liaison entre le chondrioconte banal des végétaux supérieurs (à structure granuleuse latente) et le chloroplaste complexes de certaines Algues telles que le Spirogyres; il nous a paru intéressant de souligner cette continuité dans la série végétale.

D'autre part la différenciation linéaire et structurale du chondrioconte rappelle celle du *chromosome*, dont la structure discontinue a été récemment confirmée par la technique historadiographique (Turchini) ([5]); or de nombreux généticiens admettent aujourd'hui que le chromosome possède la structure cristalline des substances protéidiques filamenteuses du type fibroïne ou kératine (Koltzoff). Les formes filamenteuses du chondriome nous paraissent susceptibles du même rapprochement : le chondrioconte présente toutes les réactions des protides, il a une structure linéaire, il offre une différenciation linéaire (que nos recherches démontrent); enfin sa biréfringence (Giroud, Monné) ([6]) témoigne de sa structure cristalline.

Aussi admettons-nous, à côté du chromosome-molécule, le chondrioconte-molécule; cette notion confère à ce dernier, et par extension à l'ensemble des chondriosomes, des caractères de spécificité analogues à ceux du chromosome : il est possible qu'il n'y ait pas, dans une même cellule, deux mitochondries ou deux chondriocontes identiques; cette variété laisse prévoir, sous l'apparence d'une unité morphologique, des caractères différentiels permettant une classification dichotomique : or la dualité physiologique des chondriosomes chez les végétaux, démontrée par Guilliermond, Emberger et Mangenot, est un éclatant exemple de leur spécificité micellaire.

([5]) *Bull. Ac. des Sc. et Let. de Montpellier*, **71**, 1941, p. 87.
([6]) *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 794; *Protoplasma*, **32**, 1939, p. 184.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Mouvements de cellules végétales libres, provoqués par un champ de très haute fréquence.* Note [1] de M. **Edmond Gilles**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

Par l'emploi d'une technique spéciale, nous pouvons soumettre des cellules vivantes, sous le microscope même, à un champ d'ondes très courtes (λ comprise entre 1 et 2^m) [2]. Outre des effets sur la structure cellulaire, actuellement à l'étude, nous avons observé, après de multiples essais dans des conditions diverses, des mouvements de cellules de *Saccharomyces cerevisiæ*, manifestation certaine de l'*action spécifique* de ces radiations, partiellement établie par nous, d'ailleurs, pour les graines et plantules [3].

Dès l'application d'un faible champ sur la préparation (cas d'une simple



Fig. 1.

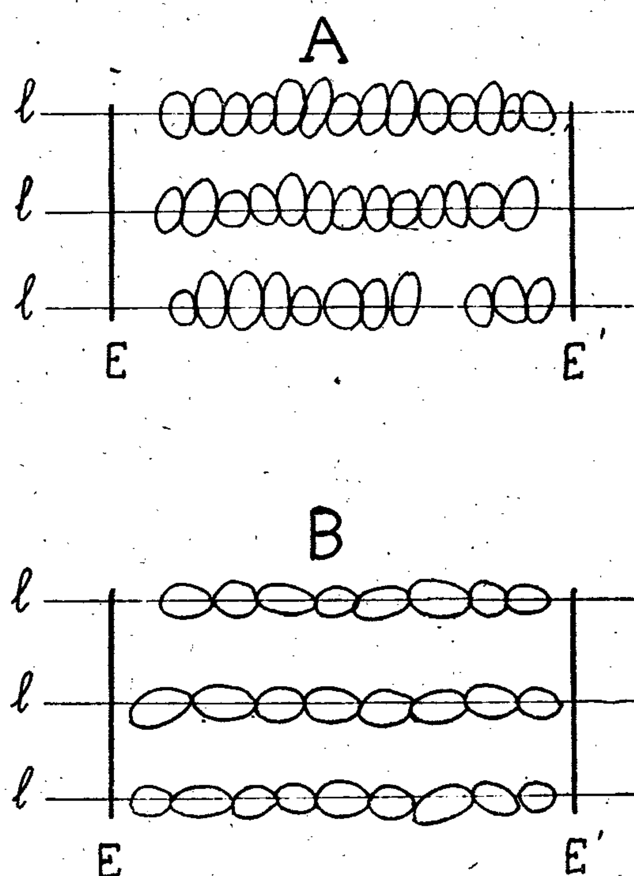


Fig. 2.

Fig. 1. — *Technique d'application du champ.* On voit les électrodes, normalement reliées à l'émetteur, aboutissant sous la préparation. T_0 et T_1, aiguilles thermoélectriques contrôlant l'échauffement du sujet.

Fig. 2. — *Levures soumises au champ.* A, vivantes; B, tuées; *l*, lignes de force; E, E', électrodes.

suspension de Levure de bière dans une goutte d'eau ordinaire sur une lame de quartz), les cellules, plus ou moins elliptiques, subissent des mouvements tendant à les disposer, leur grand axe perpendiculaire aux lignes de force du

(1) Séance du 17 janvier 1944.

(2) *Bull. Soc. linn. de Lyon*, **1**, 1943, pp. 4-6.

(3) *Ibid.*, **8**, 1941, pp. 115-118.

champ. En outre, par de très petits déplacements individuels, les éléments se rangent, après quelques secondes, en chaînettes parallèles à ces mêmes lignes de force. Pour un champ d'intensité croissante, à partir d'un certain seuil, les cellules se mettent à tourner isolément sur elles-mêmes avec une vitesse croissante pouvant atteindre 5 t : sec. Le sens de rotation, variable d'une cellule à l'autre, reste constant quel que soit le nombre d'établissements et de suppressions du champ. Pour des conditions éloignées du *seuil léthal* (nous avons établi l'effet destructeur d'un champ intense sur les microorganismes), ces mouvements ont pu être suivis pendant plus d'une heure sans altération apparente des Levures : celles-ci, repiquées, ont donné des colonies.

Les faits signalés ne constituent pas une simple manifestation de l'action du champ sur des particules : *ils sont liés à la vie de la cellule*. En effet, dès que cette dernière tend à se granuliser, par suite d'une intensité H.F. trop forte (zone subléthale), les mouvements, bientôt saccadés, finissent par cesser. La cellule altérée ou morte ne réagit plus. En outre, dès l'arrêt de la rotation, les éléments se couchent dans le champ, leurs grands axes bout à bout. Pour les champs les plus intenses produits par l'appareillage créé par nous (2-3 ampères H.F. dans la préparation), ce mouvement de bascule se produit dès les premières secondes (mort des cellules).

L'observation, délicate, est cependant remarquablement constante pour les Levures (résultats analogues avec *S. apiculatus ellipsoideus* etc.). Le milieu convenable est l'eau ordinaire : l'échec est complet si l'on emploie un milieu conducteur, subissant un effet thermique marqué (jusqu'à ébullition), Ringer par exemple; seule une faible coloration vitale par le rouge neutre est possible.

Aucun fait du même ordre n'a pu être noté avec diverses autres cellules isolées : conidies de *Penicillium*, de *Sterigmatocystis*, spores de *Coprinus*, de Fougères, grains de pollen.

La bibliographie ne nous révèle aucune donnée comparable; seuls, dans un ordre d'idées d'ailleurs différent, les essais de Denier sur des suspensions d'encre de Chine, de Krasny-Ergen sur du lait (globules gras), de Liebesny sur du beurre, du lait et du sang, aboutissent à la simple constatation d'une distribution de particules en files dans le champ.

Quelle explication donner de nos observations? On a généralement estimé que, dans un diélectrique soumis à un champ alternatif, les molécules polarisées (en dipôles) entrent en rotation. Pour la haute fréquence, le mouvement (non synchrone!) serait responsable, en partie, de l'effet thermique enregistré. Il nous paraît possible d'assimiler la cellule de Levure à un dipôle soumis au champ, la rotation ne cessant que lorsque la cellule est dépolarisée par suite de l'effet léthal. L'orientation, par contre, apparaît nettement comme une réaction cellulaire.

Pour conclure, constatons que ces *effets mécaniques* des ondes très courtes sur des cellules végétales sont nécessairement liés à une *action spécifique* de ces radiations, due à leur nature ondulatoire.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Les constituants glucidiques de* Vidalia volubilis *et de* Halopithys pinastroïdes. Note de M. **Jules Lamure**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Dans le cadre des travaux remarquables de Henri Colin, sur les Floridées, j'ai recherché les constituants glucidiques de deux Rhodomélacées de la Côte niçoise, *Vidalia volubilis* et *Halopithys pinastroïdes.*

Dans l'une et dans l'autre j'ai trouvé, dès mai 1939, le glucide que H. Colin et J. Augier venaient de découvrir dans le genre *Polysiphonia*, le *d*-mannoside α du *l*-glycérate de sodium ([1]) à l'exclusion de tout autre glucide.

Vidalia volubilis. — La composition de cette Algue n'avait pas encore été étudiée à ma connaissance. Elle ne se trouve qu'en profondeur et ses aires de répartition ne sont pas nombreuses. Un vaste champ en avait été signalé par G. Ollivier ([2]), au large de certaines parties de la Baie de Beaulieu-sur-Mer. Le Musée Océanographique de Monaco a bien voulu se charger des récoltes, effectuées par dragage à 40-60^{m} de fond pendant tout le cours des années 1937 et 1938.

Après le dépôt abondant d'une substance à caractère phénolique, vraisemblablement la même que celle contenue dans *Polysiphonia fastigiata* ([1]), et l'élimination fastidieuse d'une quantité importante de sels (environ 40 % de la matière sèche), on a pu voir se déposer en beaux cristaux prismatiques, presque toujours groupés en oursins, le mannosido-glycérate de sodium. J'ai contrôlé, par l'action de la galactosidase α (autolysat de levure basse), que la liqueur résiduelle ne contenait pas le floridoside habituellement rencontré chez les Floridées.

Halopithys pinastroïdes. — Les récoltes, effectuées à la fin de l'automne par le Laboratoire de Zoologie maritime de Villefranche-sur-Mer, ont été bien plus commodes, les Algues bien exemptes d'épiphytes ne dépassant pas 2^{m} de fond. Je m'attendais un peu à y retrouver le floridoside que H. Colin et E. Guéguen pensaient avoir caractérisé dans cette espèce, sans toutefois l'avoir obtenu à l'état cristallisé ([3]), quoique la place de cette Algue dans la classification à côté de *Vidalia* rendit également possible une similitude chimique entre les deux plantes.

([1]) Henri Colin et Jean Augier, *Comptes rendus*, **209**, 1939, p. 1450.
([2]) *Ann. Ins. Océan.*, **7**, 1932, p. 3.
([3]) *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 1688.

Or, malgré tout le soin apporté, je n'ai pu identifier et isoler que le même mannosido-glycérate. Peut-être ces résultats discordants étaient-ils explicables par la provenance différente des récoltes, les conditions de vie étant totalement autres sur les côtes de l'Océan et celles de la Méditerranée (température, luminosité, immersion...)? Il ne le semble pas, car, en étudiant deux lots récoltés en août-septembre 1943 à Saint-Servan et au Croisic, la séparation complète et minutieuse des moindres fractions des extraits n'a fait que confirmer les résultats antérieurs.

Le glucide soluble de *Halopithys pinastroïdes*, caractérisé par ses constantes physiques et biochimiques, est donc uniquement le mannosido-glycérate de sodium.

Il y a là, semble-t-il, un résultat d'intérêt manifeste en botanique systématique. La présence du même principe glucidique dans *Polysiphonia*, *Halopithys* et *Vidalia*, l'existence dans *Polysiphonia* et *Vidalia* d'un constituant phénolique identique doivent aider, comme le prévoyaient H. Colin et J. Augier (¹), à éclairer la classification des Rhodophycées.

PHYSICOCHIMIE BIOLOGIQUE. — *Contribution à l'étude de l'action du radium sur les Champignons inférieurs. Les effets des radiations* γ *sur* Sterigmatocystis nigra. Note (¹) de MM. **Auguste** et **René Sartory** et **Benoit Wurtz.**

Poursuivant des recherches (²) que nous avions été contraints d'abandonner pour une longue période, nous nous sommes cette fois adressés au *Sterigmatocystis* (*Diplostephanus*) *nigra* (Van Tieghem) 1877. Le milieu de culture employé a la composition suivante :

Solution saline de *Czapeck*	10^{cm^3}
Sulfate d'ammoniaque	$0^g,50$
Eau distillée, quantité suffisante pour	100^{cm^3}

Rappelons que la solution de *Czapck* renferme les corps suivants :

Phosphate monopotassique	10^g
Chlorure de potassium	5
Sulfate de magnésium	5
Sulfate de zinc	0,10
Sulfate ferreux	0,10
Eau distillée, quantité suffisante pour	1000^{cm^3}

(¹) Séance du 13 décembre 1943.

(²) A. Sartory, R. Sartory et J. Meyer, *Comptes rendus*, 183, 1926, p. 77; *Congrès A.F.A.S.*, Lyon, 1927; *Comptes rendus*, 183, 1926, p. 1360; *Bull. Sc. Pharm.*, 34, 1927, p. 12; *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 1020; *Congrès des Sociétés savantes*, Paris, 1927.

La culture se fait en tubes de Borrel, le mycélium poussant en surface. Chaque récipient reçoit un support en verre destiné à supporter les tubes de radium. Pour chaque expérience nous utilisons six tubes de radium fournissant ensemble 7,2 millicuries en 24 heures. Ils sont disposés à 2-3^{mm} de la surface du milieu de culture. Les expériences ont porté sur des doses de 7,2; 14,4; 21,6 mc., en irradiation continue. Pour chaque série d'expériences des témoins non soumis à l'irradiation ont été cultivés dans les mêmes conditions générales que les cultures irradiées. Les cultures se font à + 37° (température optimum de l'organisme), sauf pendant la période d'irradiation (pour les cultures soumises au radium), où elles sont disposées à + 21° (température du laboratoire). Les préparations sont colorées au bleu C4B *Poirrier*.

Aspect des cultures témoins non irradiées. — Feutrage serré, blanc à la face supérieure, jaune orange à la face inférieure, se recouvrant bientôt de nombreux conidiophores à spores noires. L'examen microscopique nous montre un mycélium incolore présentant çà et là des conidiophores longs de 1^{mm} et plus, bruns à leur extrémité renflée. Ceux-ci portent sur toute leur surface des phialides de premier ordre portant des phialides de deuxième ordre pourvues de chapelets de conidies brun noir, globuleuses (3$^{\mu}$,5 à 4$^{\mu}$,5). Nous n'observons ni périthèces, ni asques, ni ascospores.

Aspect d'une culture âgée de 48 heures, soumise à une irradiation de 7,2 mc. — Par rapport aux cultures témoins, nous constatons les modifications suivantes : les filaments augmentent considérablement de taille (jusqu'à six fois plus larges). Le protoplasme se condense en de nombreuses granulations. Certaines ampoules conidiophores présentent des phialides et des stérigmates avortés. En outre apparaissent de nombreuses formes de souffrance : en buissons, épines, chandeliers, fouets, méduses. Les filaments se terminent fréquemment par des ampoules d'où s'échappent des traînées de protoplasme.

Aspect d'une culture âgée de 48 heures, soumise à une irradiation de 14,4 mc. — Les formes précédentes s'accentuent; le protoplasme se fragmente en éléments ronds, très nettement définis, simulant des endospores (2 à 4$^{\mu}$). Dans les parties dures du mycélium apparaissent des masses sombres buissonneuses, constituées par des filaments agrégés et intriqués et présentent l'apparence de périthèces (33$^{\mu}$ en moyenne).

Aspect d'une culture âgée de 48 heures, soumise à une irradation de 21,6 mc. — On observe les mêmes phénomènes que précédemment; toutefois on note en outre l'apparition de nombreux éléments cylindriques fortement colorés, épineux, laissant échapper des cellules rondes à membrane nettement définie, à protoplasme granuleux; ces cellules sont souvent groupées par 4, quelquefois par 5 ou 6; enfin dans certains cas elles se montrent isolées.

Aspect d'une culture âgée de 24 heures, soumise à une irradiation de 14,4 mc. — Dans cette expérience nous avons fait appel à une culture plus jeune afin de rechercher si l'âge de l'organisme ne présentait pas quelque importance. Tout d'abord nous constatons macroscopiquement l'apparition à la face inférieure du mycélium de petites touffes de feutrage mycélien (après 24 heures); celles-ci augmentent de volume et tombent au fond du récipient (après

48 heures). A l'examen microscopique ces éléments nous montrent de nombreuses masses sombres buissonneuses, formées de filaments agrégés et intriqués et présentant l'apparence de périthèces. En outre de nombreuses cellules sphériques limitées par une membrane brune ($3^{\mu},5$ à 4^{μ}). Certains de ces éléments germent pour donner naissance à un filament. A l'examen détaillé nous voyons de nombreux éléments donnant l'image d'une sorte de copulation : cellules rondes (4^{μ}) portées à l'extrémité d'un filament; contre elles viennent s'appuyer des hyphes cylindriques de calibre beaucoup plus réduit.

Conclusions. — Nos recherches continuent; d'ores et déjà nous pouvons affirmer l'apparition dans nos cultures, à la suite d'une irradiation continue de 14,4 mc, d'éléments n'existant pas dans les cultures normales :

1° tout d'abord un certain nombre de formes de souffrance affectant l'appareil végétatif ou l'appareil conidien;

2° enfin des organes semblant indiquer l'apparition de deux nouveaux modes de reproduction auquel l'organisme ferait appel, vraisemblablement dans un processus de défense contre l'irradiation (périthèces à asques et ascospores, endospores).

La suite de nos recherches dira quelle valeur on doit accorder à ces hypothèses.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Transport du coenzyme de la phosphatase acide des levures basses sur les apoenzymes des phosphatases acides du foie.* Note [1] de MM. **Jean Roche, Nguyen-van Thoai** et Mme **Odette Michel-Lila**, présentée par M. Maurice Javillier.

La réversibilité de la réaction : holoenzyme $\rightleftharpoons$ coenzyme + apoenzyme protéique, a permis de réaliser la dissociation du ferment jaune (Theorell), de la lipase pancréatique, de l'estérase hépatique (Kraut et Pantschenko-Jurewicz) et la reconstitution de ces enzymes à partir du produit de leur dissociation. H. et E. Albers, puis H. Albers, Beyer, Bohnenkamp et Müller [2], ont pu de même séparer l'apoenzyme et le coenzyme de la phosphatase acide des levures basses (pH optimum 3,8, type III de la classification de Roche et Courtois) et de la phosphatase alcaline du rein (pH optimum 9,2, type I), et montrer que la combinaison de l'apoenzyme d'une de ces phosphomonoestérases au coenzyme de l'une ou de l'autre, donne naissance à la phosphatase dont provient le constituant protéique. Ce *transport de coenzyme* permet, selon H. Albers, de relier au seul apoenzyme la spécificité des caractères distinctifs des phosphatases

(1) Séance du 31 janvier 1944.

(2) H. Albers, E. Beyer, A. Bohnenkamp et G. Müller, *Ber. d. chem. Ges.*, 71, 1938, p. 1913.

isodynames étudiées (types I et III). Afin de généraliser cette conception, nous nous sommes proposé de l'étendre aux deux phosphatases acides du foie (pH optimum 5,5, type II, et 3,8, type III), dont nous avons combiné les apoenzymes au coenzyme de la phosphatase acide des levures basses (type III).

Les macérations aqueuses de foie de Chien (poudre d'organe desséché dans le vide après extraction acétonique) renferment les phosphomonoestérases acides des types II et III. Une dialyse de six jours, à pH 7,4 et à 18°, les dissocie en un apoenzyme protéique et un coenzyme dialysable. De même, la phosphatase acide (type III), présente dans l'extrait aqueux de levures basses desséchées, laisse complètement diffuser son coenzyme en douze jours dans des conditions identiques. Après élimination d'un premier dialysat au bout de deux jours, on recueille en fin d'expérience un second, riche en cophosphatase, que l'on concentre dans le vide, à 40°, à un volume moitié moindre que celui de la solution d'apophosphatase contenue dans le sac à dialyse. On dispose ainsi : 1° des apophosphatases hépatiques II et III; 2° de l'apophosphatase de levure III; 3° de la cophosphatase de levure. L'activité de chacune sur le β-glycérophosphate de sodium est nulle ([3]); de même celle des apophosphatases additionnées des cendres (solution chlorhydrique) de la préparation du coenzyme. Par contre celle des apophosphatases mélangées à la cophosphatase et portées trois heures à 37° est importante. L'examen des données ci-dessous, établies au pH optimum des deux phosphatases (3,8 et 5,5 pour les types III et II) sur des milieux de même teneur en apoenzyme, rend compte de ces faits.

Produit étudié.	γ de phosphore ([a]). pH 3,8.	pH 5,5.
Extrait de foie initial	138	138
Extrait initial de levure basse	1020	–
Apoenzyme (foie)	néant	néant
Apoenzyme (levure)	néant	néant
Apoenzyme (foie) + cendres du coenzyme (levure)	néant	néant
Coenzyme (levure)	néant	néant
Apoenzyme (foie) + coenzyme (levure)	275	275
Apoenzyme (levure) + coenzyme (levure)	225	–

([a]) Libérés en 1 heure à 37° à partir de 10 cm³ de β-glycérophosphate de sodium M/50 (renfermant 2 cm³ des produits étudiés).

Ces observations et leur interprétation peuvent être ainsi résumées :

1° L'apoenzyme des phosphomonoestérases acides du foie (types II et III)

([3]) L'activité des pyrophosphatases hépatiques acides ne diminue que faiblement au cours des opérations de dialyse, la dissociation de ces enzymes n'ayant pas lieu dans les mêmes conditions que celle des phosphomonoestérases.

se combine au coenzyme de la phosphomonoestérase acide des levures basses (type III) en reconstituant les phosphatases hépatiques. L'activité de ces dernières est alors supérieure à celle des enzymes ayant servi à préparer l'apophosphatase, ce qui, si l'on admet, avec H. Albers, l'existence d'apoenzymes libres dans les tissus, apparaît comme dû à l'apport d'un excès de coenzyme.

2° La réactivation de l'apophosphatase des levures basses (type III) par son coenzyme ne porte que sur 25 % environ du pouvoir phosphoestérasique initial. Pareil fait, déjà observé par D. Albers ([4]) avec la phosphatase alcaline du rein, est probablement dû à la dénaturation partielle de l'apoenzyme protéique.

3° Le transport de la cophosphatase de levure (type III) aux apoenzymes du foie (types II et III) et du rein (type I), permet de penser que toutes les phosphomonoestérases isodynames ont la même cophosphatase organique, la spécificité de leurs caractères (pH optimum d'action et activation) étant liée à leur constituant protéique et aux métaux qui y sont combinés (Bamann, Cloetens, Roche et Nguyen-van Thoai) ([5]).

A 16h 10m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h 30m.

A. Lx.

([4]) D. Albers, *Zeits. f. physiol. Chem.*, 261, 1939, p. 269.

([5]) Les métaux participant à la constitution des phosphatases alcalines (Mg, Mn, Ca, Zn) avec une cophosphatase organique sont probablement combinés à l'apoenzyme protéique, comme le magnésium dans la carboxylase (Mg + aneurine-diphosphate + apocarboxylase).

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE JANVIER 1944.

Philippe Lebon, inventeur du gaz d'éclairage, par AMÉDÉE FAYOL. Paris, Les publications techniques, 1943; 1 vol. $25^{cm},5$ (présenté par M. J. Bethenod).

L'Abeille. Anatomie. Maladies. Ennemis, par A. Paillat, S. Kirkor, A.-M. Granger. Imprimerie de Trévoux, 1943; 1 vol. 25^{cm} (présenté par M. M. Caullery).

Compagnie de produits chimiques et électrométallurgiques, Alais, Froges et Camargue. Paris, Éditions Perceval, 1939; 1 vol. 30^{cm}.

Les yeux et la vision des Vertébrés, par ANDRÉ ROCHON-DUVIGNEAUD. Paris, Masson et Cie, 1943; 1 vol. $25^{cm},5$ (présenté par M. J. Jolly).

Traité de Chimie industrielle, par PAUL BAUD. Tomes I et II. Paris, Masson et Cie, 1942-1943; 2 vol. $25^{cm},5$ (présenté par M. L. Guillet).

Union géodésique et géophysique internationale. *Travaux de l'association internationale de géodésie.* Tome 15, publié par le Secrétaire GEORGES PERRIER. *Rapports nationaux sur les travaux exécutés dans les différents pays établis à l'occasion de la septième assemblée générale.* Washington, 3-15 septembre 1939. Fascicules 1 et 2. Paris, Au Secrétariat de l'Association, 1939 et 1940; 2 vol. $28^{cm},5$ (présenté par M. G. Perrier).

Éphémérides nautiques ou Extrait de la Connaissance des Temps pour l'an 1944. Ouvrage publié par le BUREAU DES LONGITUDES spécialement à l'usage des marins. Paris, Gauthier-Villars, 1943; 1 vol. 24^{cm}.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 14 FÉVRIER 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Secrétaire perpétuel** dépose sur le bureau de l'Académie une brochure intitulée *Le Chanoine Henri Colin*, 1880-1943, compte rendu de la Séance académique consacrée à sa mémoire, le 28 juillet 1943, au Palais des Académies, à Bruxelles, et organisée par l'*Institut belge pour l'amélioration de la Betterave*, la *Société technique et chimique de sucrerie de Belgique* et la *Raffinerie Tirlemontoise*, sous la présidence de M. Lucien Beauduin.

IMMUNOLOGIE. — *Ferment, anaferment d'origine microbienne et antiferment.* Note de M. **Gaston Ramon**.

Nous avons fait connaître ([1]), qu'un ferment tel que la papaïne pouvait être transformé, au moyen du formol et de la chaleur, selon le mode de préparation des anatoxines, des anavenins, des anavirus etc., en *anaferment* capable de provoquer chez le cheval par exemple, auquel on l'injecte, l'apparition d'un *antiferment* que l'on peut déceler dans le sérum sanguin de cet animal. L'antiferment obtenu de cette façon est doué de la propriété de neutraliser spécifiquement le ferment dans sa fonction diastasique qui se traduit par son pouvoir gélatinolytique. Une dose convenable de sérum contenant l'antiferment ajoutée à une solution de papaïne empêche, en effet, l'effet lytique de celle-ci sur la gélatine.

Poursuivant nos recherches, nous avons examiné, du point de vue qui nous intéresse ici, une autre catégorie de ferments : les ferments d'origine microbienne. Nous avons fait choix, pour cette nouvelle étude, d'une diastase élaborée par le bacille du tétanos. Le filtrat (sur bougie de porcelaine) d'une culture du germe tétanique, effectuée dans certaines conditions, renferme on le sait, en dehors du poison ou toxine tétanique une hémolysine et enfin, ce qui est moins connu, une protéase liquéfiant la gélatine ([2]). Comme source de ce

---

([1]) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 562.

([2]) C'est à notre connaissance Dernby et Walbum qui, les premiers, ont signalé la présence d'une *gélatinase* dans certains filtrats tétaniques (*Biochem. Zeits.*, **138**, 1923, p. 505).

ferment nous avons utilisé les filtrats préparés en grande abondance, pour leur toxine, laquelle sert à préparer l'anatoxine destinée elle-même à la vaccination antitétanique de l'homme et des animaux ([3]).

Nous nous sommes servi dans nos investigations, et plus spécialement dans la recherche et l'évaluation de la propriété gélatinolytique du filtrat tétanique, d'une technique analogue à celle que nous avons employée, pour le même but, dans les essais que nous venons de rappeler et qui concernent la papaïne.

Dans une série de tubes contenant 1^{cm^3} d'une solution de gélatine à 3 % (préalablement stérilisée) amenée à la température de 45°, on ajoute 1^{cm^3} de dilutions de filtrat tétanique à des taux variables : aux 1/2, 1/3, 1/4, 1/5, 1/6, 1/8, 1/10 etc., 1/20, 1/30 etc. Après avoir mélangé, on abandonne les tubes à l'étuve à 45° durant 4 heures, puis on porte à la glacière à + 3°. Au bout de quelques heures, on note quelle est la plus petite dilution de filtrat tétanique qui a provoqué, dans ces conditions, la gélatinolyse. Est-ce, par exemple, la dilution au 1/6? Nous dirons alors que le filtrat est actif, pour ce qui regarde son pouvoir diastasique, au 1/6, ou, par convention, qu'il renferme 6 unités gélatinolytiques par centimètre cube. Pour les besoins d'autres expériences, nous avons fait intervenir le ferment sur la gélatine durant un temps plus long; le temps d'action ne change pas sensiblement la valeur relative des filtrats en ce qui concerne leur activité enzymatique. Signalons dès maintenant que, pour un même filtrat, son pouvoir gélatinolytique n'est pas en rapport direct avec son pouvoir toxique.

Si l'on fait agir le formol et la chaleur sur le filtrat de culture tétanique dans le but de transformer la toxine qu'il recèle en anatoxine, la propriété diastasique que manifeste ce filtrat s'altère rapidement, de même que la toxicité ([4]). Lorsque la transformation de la toxine en anatoxine est complète, c'est-à-dire lorsque toute trace de poison a disparu, le pouvoir gélatinolytique que présentait le filtrat est, lui aussi, totalement aboli; ajouté à la gélatine, ce dernier ne la liquéfie plus. Mais l'important, du point de vue de l'immunologie, est de savoir si le ferment s'est transformé en un véritable *anaferment* doué *in vivo* du pouvoir antigénique. En d'autres termes, le filtrat tétanique traité comme il vient d'être dit, est-il capable, lorsqu'il est injecté à des animaux, de faire apparaître dans leurs humeurs, en même temps que l'antitoxine, un *antiferment* spécifique? Pour répondre à cette question, nous avons immunisé des chevaux destinés à la production du sérum antitétanique, au moyen du filtrat de

---

([3]) A l'intérêt direct qui s'attache aux recherches concernant cette protéase comme type d'enzyme d'origine microbienne, s'ajoute celui de pouvoir comparer ces trois éléments : toxine, hémolysine, diastase gélatinolytique, dans leur manière de se comporter à l'égard de certains agents physiques et chimiques, dans leurs réactions immunologiques etc. Cette étude comparative fera l'objet de publications ultérieures.

([4]) Ainsi que l'a constaté dernièrement M. E. Schultze (*Zeits. f. Physik. Chem.*, **274**, 1942, p. 157).

culture tétanique, devenu anatoxique sous l'influence de l'aldéhyde formique et de la chaleur et qui a perdu, sous la même influence, son activité diastasique. Nous avons constaté, en fin d'immunisation, que le sérum de ces animaux, non seulement se montre antitoxique, mais encore qu'il fait preuve de la propriété d'annihiler spécifiquement les effets de l'enzyme gélatinolytique. Cette propriété peut-être décelée de la façon suivante.

On prépare des mélanges composés d'une part, de $0^{cm^3},5$ de filtrat tétanique fraîchement recueilli et non modifié, représentant plusieurs doses gélatinolytiques et, d'autre part, de quantités variables : 1^{cm^3}; 0,75; 0,5; 0,3; 0,20; 0,15; 0,1; 0,075; 0,05; 0,03; 0,020; 0,015; 0,01 etc. de sérum. Après plusieurs heures de contact, à la température ordinaire ou mieux à l'étuve (40°), on verse chacun des mélanges dans un tube contenant 1^{cm^3} de gélatine à 3 % préalablement amenée à la température de 45°. On agite pour bien mêler. Au bout de 4 heures, par exemple, d'exposition à 45°, on porte au frigidaire (+ 3) durant quelques heures. On reconnaît alors que seuls certains mélanges ont provoqué la gélatinolyse, comme dans le tube témoin renfermant la gélatine et le filtrat à l'exclusion de sérum. Dans les autres tubes le sérum a empêché la gélatinolyse. Il suffit, en règle générale, d'une petite quantité, $0^{cm^3},03$, $0^{cm^3},01$ et même parfois moins encore, de sérum pour *neutraliser* dans ces conditions, le ferment gélatinolytique du filtrat tétanique. Cette neutralisation offre certaines particularités que nous aurons à examiner ultérieurement ([5]). La propriété antigélatinolytique de nos sérums est bien spécifique et acquise sous l'effet de l'immunisation des animaux par l'anadiastase tétanique, car le sérum normal de cheval et le sérum d'une autre spécificité (antidiphtérique, antistaphylococcique, antipapaïnique etc.) en sont dépourvus ([6]). Il n'y a pas de relation entre le pouvoir antigélatinolytique et le titre antitoxique des sérums antitétaniques, chacun de ces sérums pouvant posséder une valeur antitoxique relativement faible et un pouvoir antidiastasique élevé et *vice versa*.

On peut mettre en évidence d'une autre manière encore le pouvoir inhibiteur dont font preuve les sérums ainsi obtenus, à l'égard de l'enzyme gélatinolytique du filtrat tétanique. A 1^{cm^3} de gélatine à 3 % on ajoute des volumes variables de sérums 1/3, 1/10, 1/30, 1/100, 1/300, 1/1000 de centimètre cube etc. On additionne ces mélanges d'une dose fixe : $0^{cm^3},5$ de filtrat tétanique actif.

([5]) Il semble bien que cette neutralisation se produise dans l'un des mélanges constituant une zone de floculaton qui, ainsi que nous l'avons signalé il y a longtemps déjà, est située en dehors de la zone de floculation, correspondant à la neutralisation de la toxine tétanique par l'antitoxine spécifique. Des expériences en cours nous permettront sans doute d'être fixés sur ce point.

([6]) Les sérums antitétaniques préparés en immunisant les chevaux d'abord avec le filtrat anatoxique et anadiastasique, puis avec le filtrat non modifié possédant également, cela va sans dire, les propriétés antitoxique et antidiastasique (Voir à ce propos M. E. SCHULTZE, *loc. cit.*).

Après 4 heures d'étuve à 45° et un séjour de 5 à 6 heures à la glacière, il apparaît qu'une quantité aussi minime que 1/100 ou même 1/300 de centimètre cube protège la gélatine contre l'action gélatinolytique du filtrat tétanique.

En résumé, sous l'influence du formol et de la chaleur que l'on fait agir simultanément sur le filtrat de culture tétanique pour faire de la toxine qu'il contient une substance nouvelle : l'anatoxine, dénuée de toxicité et immunisante, le *ferment* gélatinolytique que recèle le même filtrat est transformé en un véritable *anaferment*. Cet anaferment, qui est dépourvu de tout pouvoir enzymatique, jouit bien, nos expériences le prouvent, de la qualité antigénique qui lui permet de faire apparaître un *antiferment* spécifique dans le sérum du cheval auquel on l'injecte, comme l'anatoxine y provoque l'apparition de l'antitoxine tétanique. L'antiferment s'oppose *in vitro* au ferment, il le neutralise et il protège la gélatine contre ses effets diastasiques, de même que l'antitoxine neutralise la toxine et préserve l'animal sensible contre l'intoxication, de même encore, par exemple, que le sérum antiaphteux préparé à l'aide de l'anavirus possède des propriétés neutralisantes et préventives vis-à-vis de l'ultravirus de la fièvre aphteuse ([7]).

Les résultats des présentes recherches joints à ceux acquis précédemment dans des domaines voisins, soulignent les analogies qui, du point de vue de l'immunologie, existent respectivement entre les toxines, anatoxines, antitoxines d'une part, les ferments, anaferments, antiferments d'autre part, certains ultravirus, leurs anavirus et *antivirus*, d'autre part encore. Ils contribuent à nous renseigner sur la nature de ces différents éléments, sur leur mode d'action, sur leurs diverses manifestations.

Ainsi s'étend chaque jour davantage le système immunologique à la base duquel se trouve le principe des anatoxines ([8]).

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Sur les effets possibles de la viscosité d'un solide dans les oscillations rapides de torsion.* Note de M. **Maurice Roy.**

I. La vitesse de déformation d'un arbre vibrant en torsion peut atteindre des valeurs élevées. Si l'on admet que les tensions internes d'un solide classiquement défini sont fonction de cette vitesse de déformation, on peut douer le solide, en outre de son isotropie et de son élasticité, d'une ***propriété assimilable à la viscosité d'un liquide.*** Bien entendu, le coefficient correspondant μ de Navier sera supposé ***très petit*** ([1]).

On va indiquer ici les conséquences d'une telle conception pour le cas simple

---

([7]) G. Ramon, E. Lemétayer et P. Minguet, *Comptes rendus*, 215, 1942, pp. 472-480.

([8]) G. Ramon, *Vingt années de recherches immunologiques*, Paris, 1943.

([1]) On pourrait discuter de la validité de la théorie de la viscosité selon Navier lorsqu'il s'agit, comme ici, de vitesses de déformations élevées.

d'un cylindre (longueur l, rayon R, moment d'inertie axial I, module d'élasticité de torsion G, densité ρ), encastré à son extrémité $x=0$ et soumis à son autre extrémité $x=l$ à un couple périodique d'excitation

$$C = C_0 + \sum_n C_n \sin(n\omega t + \psi_n),$$

le dit *arbre vibrant en régime* (de pulsation ω).

II. La déformation de torsion $\theta(x, t)$ de la section x, par rapport à l'encastrement $x=0$, est régie par l'équation aux dérivées partielles du troisième ordre

$$(1) \qquad \rho \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = G \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^3 \theta}{\partial t\, \partial x^2},$$

et satisfait aux conditions aux limites

$$\theta(0, t) \equiv 0, \qquad \theta(l, t) = \theta_0 + \sum_n C_n \sin(n\omega t + \varphi_n).$$

Le couple élastique $\Phi(x, t)$ dans la section x est donné par

$$(2) \qquad \Phi = I\left(G \frac{\partial \theta}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 \theta}{\partial t\, \partial x}\right).$$

Considérant θ comme développable en série entière de μ, limitable au terme du premier ordre en μ, on retient comme solution de *première approximation* de (1) la fonction θ qui vérifie (1) au deuxième ordre près en μ et qui satisfait exactement aux conditions aux limites. Cette solution approchée est

$$(3) \qquad \theta = \frac{x}{l}\theta_0 + \sum_n \frac{\sin n\zeta x}{\sin n\zeta l}\theta_n \sin(n\omega t + \varphi_n) + \frac{\mu}{2G}\sum_n \frac{n\zeta l \cot n\zeta l \sin n\zeta x - n\zeta x \cos n\zeta x}{\sin n\zeta l} n\omega\theta_n \cos(n\omega t + \varphi_n),$$

avec $\zeta = \omega\sqrt{\rho/G}$.

Lorsqu'on suppose donné le couple d'excitation C et non directement l'oscillation $\theta(l, t)$ de la section $x=l$, les θ_0, θ_n et φ_n s'obtiennent en identifiant l'expression du couple élastique $\Phi(l, t)$ donnée par (2) et (3) pour $x=l$ avec celle de C.

Comme dans le cas du solide non visqueux, θ devient infini pour $\sin n\zeta l = 0$ (sauf si $n\zeta l = 0$), c'est-à-dire pour les harmoniques à pulsation critique ($n\omega = \pm h\pi\sqrt{G/\rho l^2}$; $h =$ entier ≥ 1) entraînant *résonance aux ondes de torsion*. En raison de sa petitesse supposée, la viscosité envisagée n'étouffe pas cette résonance, comme on pouvait le prévoir.

Pratiquement on se trouve presque toujours dans le cas où $n\zeta l$ (n limité au rang du dernier harmonique non négligeable) est petit.

L'expression (1) se réduit alors, en première approximation, à

$$(4) \qquad \theta(x, t) = \frac{x}{l}\left[\theta_0 + \sum_n \theta_n \sin(n\omega t + \varphi_n)\right] = \frac{x}{l}\theta(l, t).$$

Toute section x vibre en phase avec la section extrême $x = l$ et sa déformation θ est proportionnelle à x comme si l'inertie et la viscosité de l'arbre n'intervenaient pas.

Mais, par (2) et (4), le couple d'excitation C, identique à $\Phi(l, t)$, a pour expression

$$(5)\qquad C \equiv C_0 + \sum_n C_n \sin(n\omega t + \psi_n) = \frac{IG}{l}\left[\theta_0 + \sum_n \theta_n \sin(n\omega t + \varphi_n)\right] + \frac{I\mu\omega}{l}\sum_n n\theta_n \cos(n\omega t + \varphi_n).$$

Il se compose d'un couple identique au couple de torsion statique pour la torsion instantanée $\theta(l, t)$ et d'un couple dont chaque harmonique est en quadrature avec l'homologue du couple précédent et a une amplitude égale à $I\mu n\omega/G$ fois celle de l'harmonique de même rang de la torsion $\theta(l, t)$. Au total et par comparaison avec la torsion statique, la viscosité μ *déphase* l'harmonique n du couple C de l'avance angulaire $\mu n\omega/G$ par rapport à l'harmonique n de la torsion $\theta(l, t)$.

Ce déphasage est petit comme μ et ne peut servir à une mesure expérimentale de μ.

Mais le travail $\mathcal{C}_v$ (en valeur absolue) de la viscosité de l'arbre pendant la période T du régime est

$$(6)\qquad \mathcal{C}_v = \int_0^l I\,dx \int_0^T \mu\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x\,\partial t}\right)^2 dt = \pi\frac{I\mu\omega}{l}\sum_n n^2\theta_n^2.$$

Si la torsion est *adiabatique*, l'échauffement Δ *par unité de temps* qu'entraîne cette dissipation d'énergie est, pour un arbre creux et d'épaisseur négligeable (chaleur spécifique C),

$$(7)\qquad \Delta = \frac{\mu\omega^2 R^2}{2\rho C l^2}\sum_n n^2\theta_n^2.$$

III. Même si μ est petit, l'échauffement Δ peut être assez notable pour *permettre une mesure de* μ. Pour fixer les idées, soit un cylindre creux et très mince, de rayon $R = l$, en acier et dont la section $x = l$ serait soumise à une torsion sinusoïdale simple $(n = 1)$, de fréquence 3000 par minute et d'amplitude égale à 0,1 radian (5°,7). On aurait alors $\Delta = 0{,}0087\,\mu$ (en unités M.K.S).

Nous n'avons aucune lumière sur la valeur probable de μ pour l'acier, mais si l'on suppose que cette viscosité soit le centième seulement de celle du mercure liquide à 0°, soit $\mu \cong 1$ (en unités M. K. S), la température de l'arbre thermiquement isolé s'élèverait de 31°,4 C. par heure, valeur qui autoriserait probablement des expériences d'échauffement sur un arbre vibrant en torsion, dans le vide par exemple pour faciliter l'isolement thermique et éviter le frottement d'un fluide ambiant.

De tels échauffements expliqueraient peut-être, à certains régimes vibratoires

des arbres de moteurs, la *détérioration du graissage et certaines avaries de paliers*, en dehors des effets mécaniques bien connus de ces régimes vibratoires.

IV. Dans l'oscillation de torsion d'un volant fixé sur l'extrémité $x = l$ d'un arbre cylindrique soumis au couple extérieur d'excitation C, la viscosité μ introduit un *couple amortissant* $-(I\mu/l).(d\theta/dt)$. Comme μ, ce couple est très petit et ne suffit pas à étouffer la résonance aux pulsations critiques.

V. A titre de curiosité, considérons un *cylindre quart d'onde* (pour lequel $n\zeta l$ est non pas petit, mais égal à $2\pi/4$) dont l'extrémité $x = l$ serait en oscillation simple $\theta(l, t) \equiv \theta_1 \sin(\omega t + \varphi_1)$.

La solution (3), combinée avec (2), permet alors d'écrire

$$C \equiv \Phi(l, t) = \frac{I\mu\omega\pi^2}{8l}\theta_1 \cos(\omega t + \varphi_1).$$

Un couple d'excitation, *petit* comme μ, entretient alors une oscillation *finie* de l'arbre, en quadrature pour $x = l$ avec C. Ainsi, une tige cylindrique en acier de longueur $l = 0^m,1$ et de rayon $0^m,001$ serait quart d'onde pour une vibration simple à 8110 p : s. Ce régime pourrait être entretenu avec une amplitude de 0,1 radian pour un couple d'excitation sinusoïdal, de même fréquence et d'amplitude (en mkg) égale à $6,3.10^{-11}$ (μ en unités M. K. S, soit 100 si l'acier avait la même viscosité que le mercure liquide à 0°), donc par un couple *quasi infiniment petit*. Avec $\mu = 100$, l'échauffement adiabatique et supposé uniforme de cette tige atteindrait 0°,64 C. par seconde.

ÉLECTIONS.

Par 48 suffrages, M. **Gabriel Bertrand** est désigné pour faire partie des *Commissions administratives* en remplacement de M. *Louis Bouvier*, décédé.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **Jean Leray** est élu Correspondant pour la Section de Mécanique en remplacement de M. *Aurel Stodola*, décédé, et M. **Paul Remlinger** est élu Correspondant pour la Section de Médecine et Chirurgie en remplacement de M. *Jean Sabrazès*, décédé.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Georges Champetier. *Les éléments de la Chimie*.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur l'extension de la formule générale d'interpolation de M. Borel aux fonctions aléatoires.* Note de M. **Ky Fan**, transmise par M. Émile Borel.

I. Nous disons qu'une *fonction aléatoire* (1) $X(t)$ est définie sur l'intervalle fermé $(0, 1)$, si à tout point t de l'intervalle correspond une variable aléatoire déterminée $X(t)$, toutes ces variables aléatoires étant définies sur une même catégorie d'épreuves.

Une fonction aléatoire $X(t)$ définie sur $(0, 1)$ est dite *continue en probabilité* (2) en un point t_0 de $(0, 1)$, si à tout nombre positif ε on peut faire correspondre un nombre positif η tel que $|t-t_0|<\eta$ entraîne Prob. $\{|X(t)-X(t_0)|\geqq\varepsilon\}<\varepsilon$.

Soient r un nombre positif et $X(t)$ une fonction aléatoire définie sur $(0, 1)$ telle que, quel que soit le point t de $(0, 1)$, le moment d'ordre r, $\mathfrak{M}|X(t)|^r$, existe. La fonction aléatoire $X(t)$ est dite *continue en moyenne d'ordre* r en un point t_0 de $(0, 1)$, si, pour tout nombre positif ε, on peut déterminer un nombre positif η tel que $|t-t_0|<\eta$ implique $\mathfrak{M}|X(t)-X(t_0)|^r<\varepsilon$.

Théorème A. — *On peut former, une fois pour toutes, des polynomes certains* (3) $P_{m,n}(t)$ $(0\leqq m\leqq n;\ n=1, 2, 3, \ldots)$ *qui jouissent des deux propriétés suivantes :*

1° *Si* $X(t)$ *est une fonction aléatoire définie et continue en probabilité sur l'intervalle fermé* $(0, 1)$ *et si la valeur moyenne de* $|X(t)|$ *est bornée*

$$\mathfrak{M}|X(t)|<C,\qquad \text{constante finie } (0\leqq t\leqq 1),$$

on a alors, quel que soit le nombre positif ε,

$$\lim_{n\to\infty}\text{Prob.}\left\{\left|X(t)-\sum_{m=0}^{n}X\left(\frac{m}{n}\right)\cdot P_{m,n}(t)\right|<\varepsilon\right\}=1$$

avec convergence uniforme sur $(0, 1)$.

2° *Pour toute fonction aléatoire* $X(t)$, *définie et continue en moyenne d'ordre* $r (r\geqq 1)$ *sur* $(0, 1)$, *on a*

$$\lim_{n\to\infty}\mathfrak{M}\left|X(t)-\sum_{m=0}^{n}X\left(\frac{m}{n}\right)\cdot P_{m,n}(t)\right|^r=0$$

et cela uniformément sur $(0, 1)$.

---

(1) A. Kolmogoroff, *Grundbegriffe der Wahrscheinlichkeitsrechnung*, Berlin, 1933, p. 39.

(2) C'est ce qu'on appelle souvent *stochastiquement continue* selon la terminologie de Slutsky.

(3) C'est-à-dire des polynomes au sens ordinaire n'ayant aucun rapport avec le hasard. De même, nous appellerons dans la suite *fonctions certaines* les fonctions au sens ordinaire.

Ce théorème est une extension de la formule générale d'interpolation de M. Borel, qu'il a obtenue pour les fonctions certaines, continues au sens ordinaire sur (0, 1) ([4]). Dans le cas particulier où, pour tout point t de (0, 1), la variable aléatoire correspondant à t est un nombre certain, notre théorème se réduira à celui de M. Borel.

L'expression

$$\sum_{m=0}^{n} X\left(\frac{m}{n}\right)\cdot P_{m,n}(t)$$

est un polynome en t, dont les coefficients sont des variables aléatoires. On peut donc l'appeler *polynome aléatoire* et énoncer les deux corollaires suivants :

Soit $X(t)$ *une fonction aléatoire définie et continue en probabilité sur* (0, 1). *Si la valeur moyenne de* $|X(t)|$ *est bornée* sur (0, 1), $X(t)$ *est limite uniforme d'une suite de polynomes aléatoires, la limite étant prise au sens de la convergence en probabilité* ([5]).

Toute fonction aléatoire définie et continue en moyenne d'ordre r $(r \geqq 1)$ *sur* (0, 1) *est limite uniforme d'une suite de polynomes aléatoires, la limite étant prise au sens de la convergence en moyenne d'ordre* r ([5]).

II. Soit $f(x)$ une fonction certaine, non négative, non décroissante, définie pour $0 \leqq x < +\infty$ et vérifiant la condition suivante : il existe un nombre positif B tel que l'on ait $f(x_1 + x_2) \leqq B.[f(x_1) + f(x_2)]$, quels que soient deux nombres non négatifs x_1 et x_2.

Soit $X(t)$ une fonction aléatoire définie sur (0, 1) et telle que, pour tout point t de (0, 1), la valeur moyenne $\mathfrak{M} f[|X(t)|]$ existe. Sous cette hypothèse $X(t)$ est dite *f-continue en moyenne* en un point t_0 de (0, 1), si à tout nombre positif ε on peut faire correspondre un nombre positif η tel que l'on ait $\mathfrak{M} f[|X(t) - X(t_0)|] < \varepsilon$ pour tout point t de (0, 1) vérifiant $|t - t_0| < \eta$.

Théorème B. — *On peut former, une fois pour toutes, des fonctions certaines* $\varphi_{m,n}(t)$ $(0 \leqq m \leqq n;\ n = 1, 2, 3, \ldots)$ *qui sont continues au sens ordinaire sur* (0, 1) *et qui possèdent les deux propriétés suivantes :*

1° *Pour toute fonction aléatoire* $X(t)$, *définie et continue en probabilité sur* (0, 1), *on a, quel que soit le nombre positif* ε,

$$\lim_{n \to \infty} \text{Prob.} \left\{ \left| X(t) - \sum_{m=0}^{n} X\left(\frac{m}{n}\right) \varphi_{m,n}(t) \right| < \varepsilon \right\} = 1$$

avec convergence uniforme sur (0, 1).

([4]) *Leçons sur les fonctions de variables réelles et les développements en séries de polynomes*, 2e éd., 1928, p. 80.

([5]) M. Fréchet, *Recherches théoriques modernes sur la théorie des probabilités*, 1er Livre, Paris, 1937, pp. 164 et 208.

2° *Pour toute fonction aléatoire* $X(t)$, *définie et f-continue en moyenne sur* $(0, 1)$ [$f(x)$ étant une fonction certaine vérifiant les conditions précisées plus haut], *on a, d'une manière uniforme sur* $(0, 1)$,

$$\lim_{n\to\infty} \mathfrak{M} f\left(\left| X(t) - \sum_{m=0}^{n} X\left(\frac{m}{n}\right) \varphi_{m,n}(t) \right|\right) = 0.$$

GÉOMÉTRIE. — *Nouvelles analogies entre le triangle et le tétraèdre.* Note de M. **Victor Thébault**, présentée par M. Élie Cartan.

1. Soient P_a, P_b, P_c, P_d les projections orthogonales, sur les plans des faces BCD, CDA, DAB, ABC d'un tétraèdre $T \equiv ABCD$, d'un point P de la droite indéfinie OG joignant le centre de la sphère (O) circonscrite au centre de gravité, tel que l'on aît $\overline{OP} : \overline{OG} = k$. On a, en grandeur et en signe,

$$PP_a = \frac{2-k}{4} \cdot AA' + \frac{1-k}{2} \cdot A_1A', \ldots,$$

A', B', C', D' étant les pieds des hauteurs AA', ..., de T, A_1, B_1, C_1, D_1 les points où ces hauteurs percent la sphère (O); de sorte que, si $k = 2$, les distances du point Ω de Monge aux faces de T sont

$$A\Omega_a = d_a = \frac{1}{2}\overline{A'A_1}, \qquad d_b = \frac{1}{2}\overline{B'B_1}, \qquad d_c = \frac{1}{2}\overline{C'C_1}, \qquad d_d = \frac{1}{2}\overline{D'D_1}.$$

Dans un tétraèdre T, *le point* Ω *de Monge coïncide donc avec le centre d'homothétie de* T *et du tétraèdre formé par les plans parallèles aux faces menés par les points* A_1, B_1, C_1, D_1 *où les hauteurs percent la sphère circonscrite.* Cette construction du point de Monge contient implicitement une autre analogie avec le triangle : *le volume d'un tétraèdre* T, *où les hauteurs percent la sphère circonscrite en* A_1, B_1, C_1, D_1, *vaut le tiers de celui du solide ayant pour sommets* $(A, B, C, D, A_1, B_1, C_1, D_1)$. Il en résulte que, *dans un tétraèdre, la condition nécessaire et suffisante pour que le point de Monge soit dans le plan d'une face, sur une arête, ou en un sommet, est que le pied de la hauteur issue du sommet opposé, ceux des hauteurs issues des sommets opposés aux faces se coupant suivant l'arête en cause, ou ceux des hauteurs issues des trois autres sommets, soient sur la sphère circonscrite.*

Si Ω est dans le plan ABC, *un plan parallèle au plan* (D, Δ) *rencontre les arêtes* DA, DB, DC, *ou leurs prolongements, en des points* A'', B'', C'' *tels que les triangles* ABC, $A''B''C''$ *aient leurs côtés homologues perpendiculaires,* Δ étant la droite de Simson de D' dans ABC. Si Ω est sur BC, les arêtes opposées BC, DA sont orthogonales et, enfin, quand $\Omega \equiv A$, le tétraèdre T est trirectangle en A.

A_2, B_2, C_2, D_2 étant les projections orthogonales de Ω sur les faces du tétraèdre anticomplémentaire de T, soient α, β, γ, δ et P les points des

droites $A_2\Omega_a$, $B_2\Omega_b$, $C_2\Omega_c$, $D_2\Omega_d$ et $O\Omega$ pour lesquels, m étant un nombre donné arbitrairement, on ait, en grandeur et en signe,

$$\Omega_a\alpha : A_2\Omega_a = \ldots = \Omega_d\delta : D_2\Omega_d = m, \qquad OP : O\Omega = (2m+1) : 2m.$$

Le tétraèdre $\alpha\beta\gamma\delta$ est le transformé du tétraèdre $P_aP_bP_cP_d$ par l'homothétie $[G, (4m+1) : 1]$. Si le tétraèdre $\alpha\beta\gamma\delta$ se réduit à un plan, il en est de même du tétraèdre podaire $P_aP_bP_cP_d$ du point P et ce dernier est l'un des points d'intersection de la droite OG avec la surface cubique (S) de Cayley de T. *Les plans de Simson* ϖ_1, ϖ_2, ϖ_3 *de ces points, par rapport à* T, *partagent donc les segments rectilignes* $A_2\Omega_a$, $B_2\Omega_b$, ..., *dans un même rapport. Si* T *est orthocentrique*, ϖ_1, ϖ_2, ϖ_3 *divisent les hauteurs* AA', BB', CC', DD' *dans un même rapport.*

2. *a.* Dans un triangle T ≡ ABC, de hauteurs AA', BB', CC', les perpendiculaires menées des milieux de B'C', C'A', A'B' sur BC, CA, AB, concourent au centre radical Ω des cercles (A, AA'), (B, BB'), (C, CC'). Le cercle (Ω) orthogonal à ces trois cercles appartient au faisceau déterminé par le cercle circonscrit et la droite de Lemoine du triangle T. Le point Ω est le centre du cercle inscrit au triangle complémentaire de A'B'C' et coïncide donc avec le centre du cercle de Taylor de T. De plus, Ω est le centre radical des cercles (A), (B), (C), [ou (B), (C), (H)], tritangents au triangle A'B'C', suivant que l'angle A est aigu ou obtus, H étant l'orthocentre de T.

b. Dans un tétraèdre T ≡ ABCD, *dont les hauteurs sont* AA', BB', CC', DD', *les plans perpendiculaires menés des milieux de* B'C', C'A', A'B', D'A', D'B', D'C' *sur* BC, CA, AB, DA, DB, DC, *concourent au centre radical des sphères de centres* A, B, C, D *et de rayons* AA', BB', CC', DD'.

En effet les sphères (B, BB'), (C, CC') passent respectivement par B', C' et la sphère décrite sur BC comme diamètre passant par B', C' le milieu de B'C' est dans le plan radical des sphères, car si B'C' perce à nouveau ces sphères en B'', C'', le milieu de B'C' est aussi celui de B''C''.

La sphère (Ω) orthogonale aux quatre sphères (A, AA'), ... appartient au faisceau déterminé par la sphère circonscrite au tétraèdre T et le plan harmonique du point dont la somme des carrés des distances aux plans des faces est minimum. Quand T est *équifascial*, le point Ω est, à la fois, le centre radical des sphères (A, AA'), ..., et celui des quatre sphères exinscrites.

3. *a.* Les symétriques d'une droite Δ, par rapport aux côtés d'un triangle T ≡ ABC, déterminent un triangle $\alpha\beta\gamma$ circonscrit à un cercle (M) dont le centre M est sur le cercle ABC et dont le rayon égale la distance de Δ à l'orthocentre H. La droite de Simson Δ' de M est parallèle à Δ et si Δ passe par H, $\alpha\beta\gamma$ se réduit au point M (¹). Le cercle (M) touche aussi la droite Δ quand celle-ci coïncide avec la droite de Simson Δ' d'un point M.

b. Les symétriques d'un plan (π) qui se déplace parallèlement à lui-même,

(¹) J. NEUBERG, *Mathesis*, 6, 1886, p. 142.

par rapport aux plans des faces d'un tétraèdre T forment des tétraèdres homothétiques $\alpha\beta\gamma\delta$ circonscrits à des sphères (M) dont le centre M est un point fixe qui coïncide donc avec le centre de la sphère (M) correspondant au plan de Simson (π') parallèle à (π), c'est-à-dire qu'il est sur la surface cubique (S) de Cayley de T [2]. Si d' est la distance d'un point M de (S) au plan (π') de Simson de ce point et d celle de (π') à un plan parallèle (π), les rayons des sphères (M) relatives à (π') et (π) sont d' et $|d'-d|$. La sphère (M) relative au plan (π''), transformé de (π') par l'homothétie (M, 2), se réduit à son centre M, de sorte que l'enveloppe des plans (π''), lorsque M décrit (S), est l'analogue de l'orthocentre dans le triangle. Cette enveloppe du plan directeur (π'') du paraboloïde de révolution de foyer M, inscrit à T, est une surface de la quatirième classe. Si T est orthocentrique, l'enveloppe de (π'') est la transformée par l'homothétie (H:1:2) de la surface de la quatrième classe enveloppe des plans (π') des points de (S). Si (π) passe par l'orthocentre H, la sphère (M) touche aussi le plan de Simson (π') parallèle à (π), car le plan (π') partage MH dans le rapport de 1 à 2.

GÉOMÉTRIE. — *Sur la connexion ponctuelle euclidienne des congruences d'éléments linéaires.* Note de M. **Octave Galvani**, présentée par M. Élie Cartan.

1. Nous avons défini ici même [1] la connexion ponctuelle induite sur une variété à n dimensions d'éléments q plans de l'espace euclidien à $n+q$ dimensions. Nous allons donner maintenant quelques propriétés géométriques de cette connexion induite, dans le cas d'une congruence d'éléments linéaires de l'espace ordinaire ($n=2$, $q=1$). Nous nous bornerons à *signaler* le fait *qu'une connexion* E'_2 *arbitrairement donnée peut être ainsi localement réalisée,* de sorte que les connexions de cette Note sont les E'_2 les plus générales.

2. Définitions et notations. — *a. Élément linéaire* S, ensemble d'un centre, un point M(S), et d'un support, une droite D(S) passant par M(S). *Direction de* S, celle du support.

b. Congruence ordinaire V_0, variété d'éléments S dépendant de deux variables, telle que M(S) décrive une surface $\Sigma(V)$ non tangente en M(S) à D(S). D(S) décrit alors une congruence $\Gamma(V)$.

c. Plan polaire P(S) *de* S, plan normal en M(S) à D(S). *Surface polaire* $\varphi(V)$: enveloppe de P(S). *Pôle de* S *dans* V : point caractéristique $\Phi(S)$ de P(S), quand il est unique.

d. Congruence orthogonale, V_0 telle que D(S) soit normale en M(S) à $\Sigma(V)$. Alors $\Phi(S)=M(S)$.

e. Éléments focaux de V, ceux de $\Gamma(V)$. *Distances focales* : celles de M(S) aux foyers de S.

---

[2] M. R. Bouvaist avait obtenu autrement cette position du point M.

[1] *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 519; 214, 1942, p. 337.

3. Nous nous bornerons à des congruences ordinaires analytiques, soit V. La connexion induite sur V s'obtient [1] en associant à tout élément S' infiniment voisin de S, *la projection orthogonale de* M(S') *dans le plan polaire* P(S), et en raccordant deux plans polaires infiniment voisins *par projection orthogonale de l'un dans l'autre*.

Cela donne comme *cas particuliers* : *a*. l'espace de Riemann réalisé [2] par une surface Σ_0 (V orthogonale à Σ_0); *b*. la connexion d'une congruence de droites [1] : M(S) origine du repère intrinsèque de Γ(V).

4. L'élément S constitue un *point s* de l'espace E' réalisé par V. Si l'on fait, dans P(S), la carte de E' le long d'un cycle infiniment petit d'origine *s* et d'aire α, il correspond à ce cycle [2] une rotation αR et une translation αT. La courbure R et la torsion (*vecteur* T), ou encore la torsion relative T/R ont dans V une signification géométrique. La méthode du repère mobile donne à ce sujet les résultats suivants.

Théorèmes. — I. *La courbure est le produit, changé de signe, des inverses des distances focales.* — Cas particuliers : *a*. congruence orthogonale, cela donne bien la courbure totale de Σ; *b*. les congruences V à cône directeur réalisent les espaces à parallélisme absolu et sont les seules à le faire.

II. *Si* V *n'a pas de cône directeur, la torsion relative en* S *est égale et perpendiculaire au vecteur* ΦM(S) *qui joint le pôle au centre.*

En général $T \neq 0$. Les congruences orthogonales (c'est-à-dire les surfaces) sont les seules à réaliser des espaces de Riemann ($R \neq 0$, $T = 0$).

III. *Si* V *a un cône directeur, mais admet encore en* S *une distance focale finie* ρ, *la torsion s'obtient en projetant sur la trace polaire du plan focal de l'infini, et parallèlement au second plan focal, le vecteur* g/ρ, *où* g *désigne le produit vectoriel du vecteur unitaire* u *de* D(S), *par le vecteur* H *normal à* Σ *qui se projette orthogonalement en* u *sur* D(S).

On n'a $T \equiv 0$ que si : *a*. $g = 0$: V orthogonale à une développable; *b*. g dans le second plan focal : Σ coupe les cylindres de V suivant des sections droites.

IV. *Si* V *n'a aucun foyer à distance finie*, trois cas sont à distinguer :

a. *Cône directeur non plan*, les D(S) sont tangents à l'infini à une développable δ et peuvent être définis par leur distance λ à la génératrice D_0 de δ située dans le plan focal de S; *r* et τ désigneront la courbure et la torsion de l'arête de rebroussement au point de contact avec D_0.

b. *Cas d'un plan directeur*, les D(S) peuvent être définis par leur plus courte distance *z* à l'un d'entre eux D_0, et leur angle $\theta(z)$ avec D_0.

Dans ces deux cas, la torsion est la projection orthogonale, sur la trace polaire du plan focal, du vecteur KH, H *représentant le même vecteur que plus haut, et* K

---

(2) Cf. É. Cartan, *Bull. Sc. Math.*, 48, 1924, pp. 294-320.

valant respectivement

$$(a)\quad K=\frac{-r}{\lambda\tau},\qquad (b)\quad K=\frac{-d\theta}{dz},$$

$T\equiv o$ pour les congruences de *droites* et seulement pour elles.

c. Congruences d'éléments parallèles, $T\equiv o$. On a en tout quatre types de réalisations du plan euclidien : les surfaces développables, les congruences III *b*, les congruences de *droites* sans foyer à distance finie, les congruences d'éléments parallèles.

5. Théorème. — *Les surfaces polaires de deux congruences* V *et* V* *ayant même connexion à courbure non nulle* (³) *sont applicables.*

Cette condition n'est évidemment pas suffisante. Soit S′ un élément variable infiniment voisin de S, S′* son homologue. L'applicabilité de φ(V*) sur φ(V) entraîne l'existence (⁴) d'un déplacement T(S, S*) amenant au second ordre près tout pôle Φ(S′*) sur son homologue Φ(S′). Pour que V et V* aient même connexion, il faut et il suffit qu'alors D(S*) *vienne en* D(S). Signalons qu'alors toute D(S′*) vienne rencontrer son homologue D(S′) au second ordre près

HYDRAULIQUE. — *Étude expérimentale de la perte de charge à la traversée d'une grille*. Note (¹) de M. Léopold Escande, transmise par M. Charles Camichel.

Nous avons établi (²) l'expression de la perte de charge produite par le passage de l'eau à travers une grille à barreaux rectangulaires et nous avons envisagé le cas de formes plus complexes. Dans la présente Note nous nous proposons de montrer comment l'expérience vérifie ces prévisions théoriques.

Nous avons tout d'abord utilisé un ajutage de section intérieure rectangulaire, de 200^mm de largeur sur 50^mm de hauteur. A l'intérieur de cet ajutage, les barreaux, régulièrement espacés, sont disposés verticalement, sur toute la hauteur de l'ajutage, suivant une rangée perpendiculaire à l'axe de celui-ci. Deux séries d'orifices percés dans le fond de l'ajutage, suivant deux rangées parallèles à la grille, communiquent chacune avec une chambre de prise de pression : un micromanomètre différentiel permet une mesure précise de la perte de charge; les débits sont évalués par jaugeage. Une première série d'expériences donne la perte de charge dans l'ajutage, en l'absence de grille, en fonction de la vitesse V : pour chaque catégorie de barreaux étudiés, la

(³) Dans le cas général on aurait la correspondance indiquée à propos des congruences de droites (*Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 733).

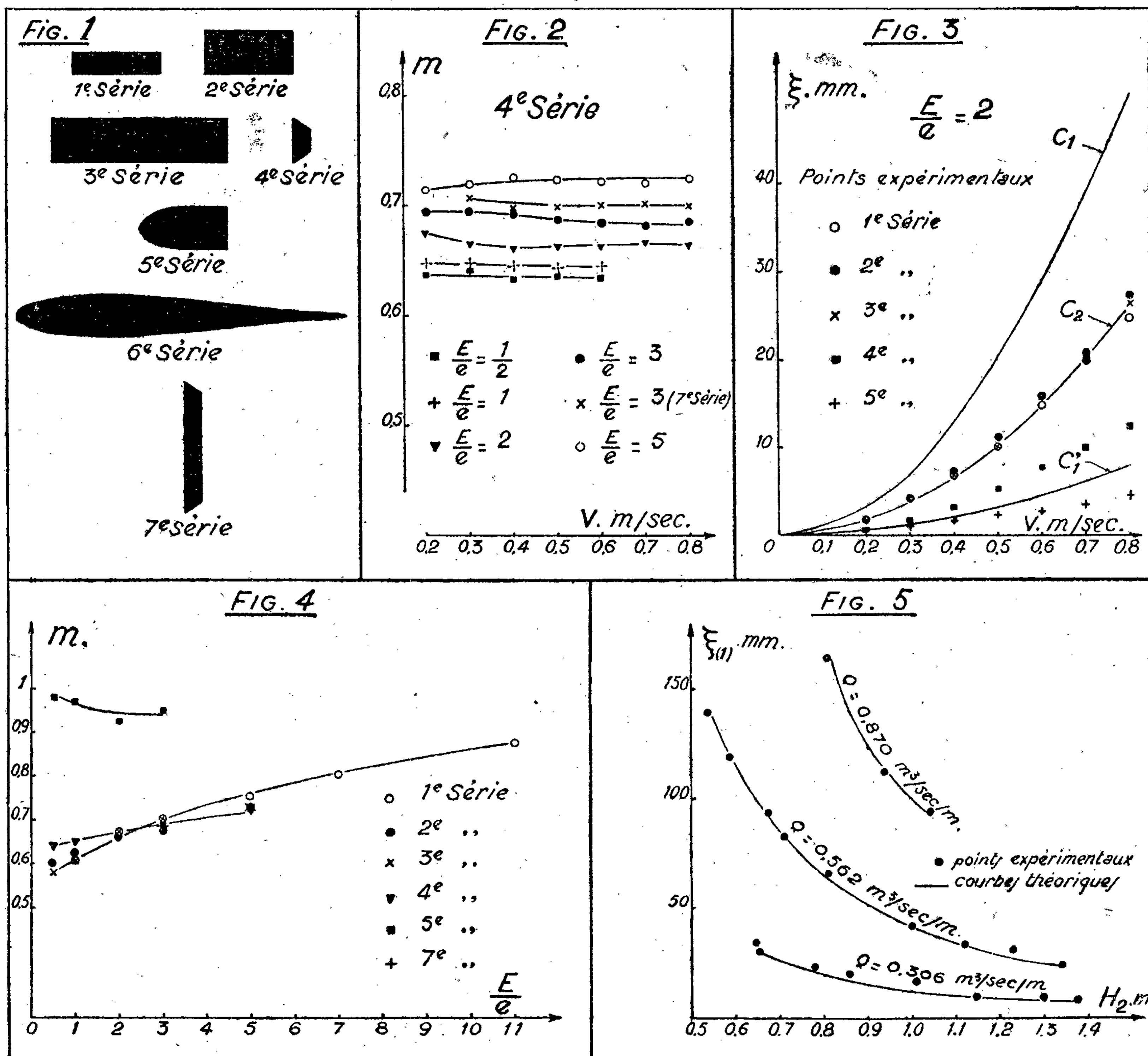
(⁴) Cf. É. Cartan, *Cahiers scientifiques*, XVIII, Paris, 1937, p. 230.

(¹) Séance du 31 janvier 1944.

(²) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 179.

perte inhérente à la grille est obtenue en retranchant de la perte totale, celle qui correspond, en l'absence de tout obstacle, à la même vitesse moyenne V.

La figure 1 représente les sept catégories de barreaux qui ont été étudiés :



pour chaque série on a fait varier l'écartement de façon systématique. L'étude de la quatrième et de la septième série, pour lesquelles l'écoulement correspond forcément à la configuration C_1 (²), fournit, pour le coefficient de contraction m et pour λ, des valeurs sensiblement constantes, pour un écartement donné, lorsque varie V (*fig.* 2).

Nous avons représenté, pour chaque valeur (E/e) du rapport de l'écartement E à la largeur e des barreaux, en fonction de V :

a. Les points expérimentaux (V, ξ) obtenus avec les séries 1, 2, 3, 5 et 6.

b. Les courbes théoriques C_1 obtenues au cas où la veine ne recolle pas aux barreaux (configuration C_1) (¹) en prenant pour m, dans cette formule, la valeur fournie par l'étude de la série n° 4 pour le E/e correspondant.

c. Les courbes théoriques C_2 obtenues en calculant la perte de charge au moyen de la formule (2) relative au cas où la veine recolle aux barreaux (configuration C_2) (¹) ne prenant pour m la même valeur.

d. La courbe théorique C'_1 obtenue en calculant la perte de charge au moyen de la formule (3) en prenant pour m la valeur unité.

Pour les diverses valeurs (E/e) étudiées (0,5; 1; 2; 3; 5), nous avons obtenu des résultats comparables à ceux que montre la figure 3, relative au cas où $(E/e) = 2$.

a. La courbe C_1 est toujours située nettement au-dessus des points expérimentaux, alors que la courbe C_2 est toujours voisine des valeurs expérimentales relatives aux barreaux rectangulaires (séries 1, 2, 3). Donc, pour les barreaux rectangulaires, le recollement de la veine intervient : l'écoulement correspond à la configuration C_2 (¹). Les formules théoriques à retenir sont les formules (2) et (2'). On remarque la coïncidence particulièrement bonne des séries 1 et 3 correspondant à des barreaux géométriquement semblables.

b. La courbe C'_1 est toujours très au-dessous des courbes C_1 et C_2. Elle correspond, par contre, à des pertes inférieures à celles de la série 5 et supérieures à celles de la série 6 : les barreaux aérodynamiques tronqués (série 5) ne suppriment donc pas entièrement la contraction, alors que les barreaux aérodynamiques produisent un certain effet diffuseur.

c. Il convient de retenir, au point de vue pratique, la réduction considérable de la perte de charge consécutive à l'emploi de profils aérodynamiques et le bénéfice appréciable, quoique moindre, que peuvent donner les profils aérodynamiques tronqués, d'une réalisation industrielle plus aisée.

La figure 4 donne les valeurs du coefficient m, en fonction de E/e, pour les diverses séries de barreaux étudiés.

Nous avons enfin étudié, dans un canal à écoulement libre de 4^m de largeur, une grille à barreaux rectangulaires de 40^{mm} sur 150^{mm}, espacés de 40^{mm}, avec des tirants d'eau pouvant atteindre $1^m,50$. Les courbes de la figure 5 montrent la bonne coïncidence qui existe, dans l'ensemble, entre les pertes de charge mesurées et les valeurs théoriques correspondantes, obtenues au moyen de la formule (2), dans laquelle m est évalué au moyen des courbes de la figure 4 : les expériences sont faites pour trois débits différents en faisant varier, pour chacun d'eux, la hauteur du tirant d'eau.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Phénomènes d'électrisation et de condensation dans une tuyère supersonique.* Note de M. **Fernand Tesson**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans la chambre d'expérience d'une tuyère où le nombre de Sarrau (rapport de la vitesse de l'air à la célérité locale du son) était 2, nous avons placé une maquette ogivale, la pointe vers l'amont; nous avons observé une aigrette lumineuse en V dont le sommet coïncidait avec la pointe de la maquette et dont les branches s'épanouissaient vers l'amont (*fig.* 1 et 2).

Ces phénomènes sont à rapprocher des effets d'électrisation par détente,

étudiés par Armstrong (¹) (1840), Faraday (1842) et, plus récemment, par A. Milhoud (²). Ces expérimentateurs ont constaté qu'un jet de vapeur sèche

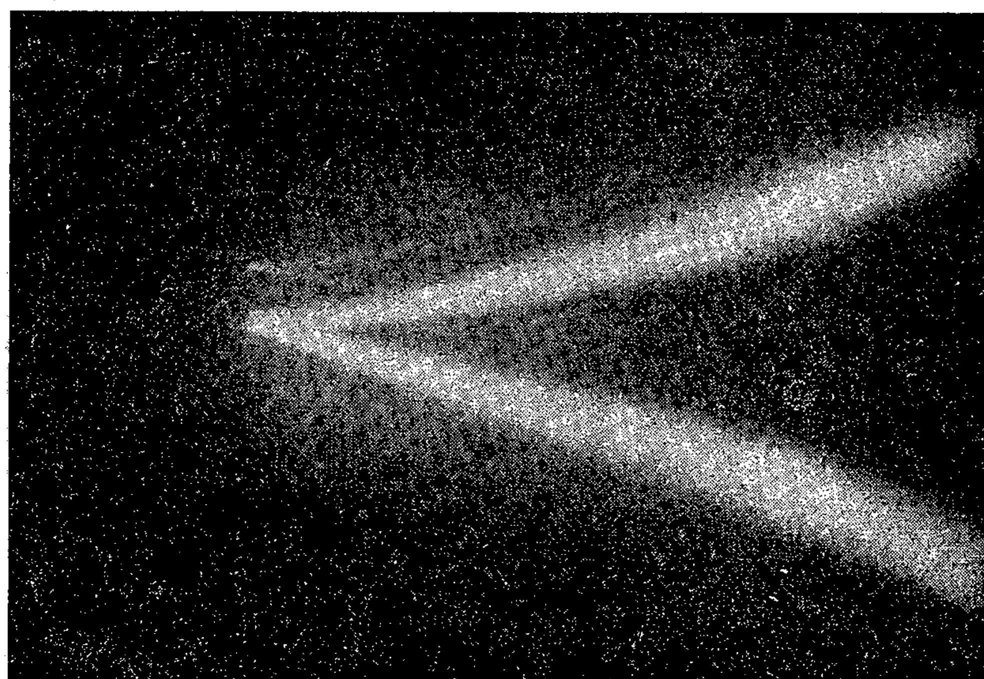


Fig. 1.

ne permet pas d'obtenir l'électrisation. L'illumination serait par conséquent due à un effet électrique consécutif à la condensation de l'humidité de l'air au

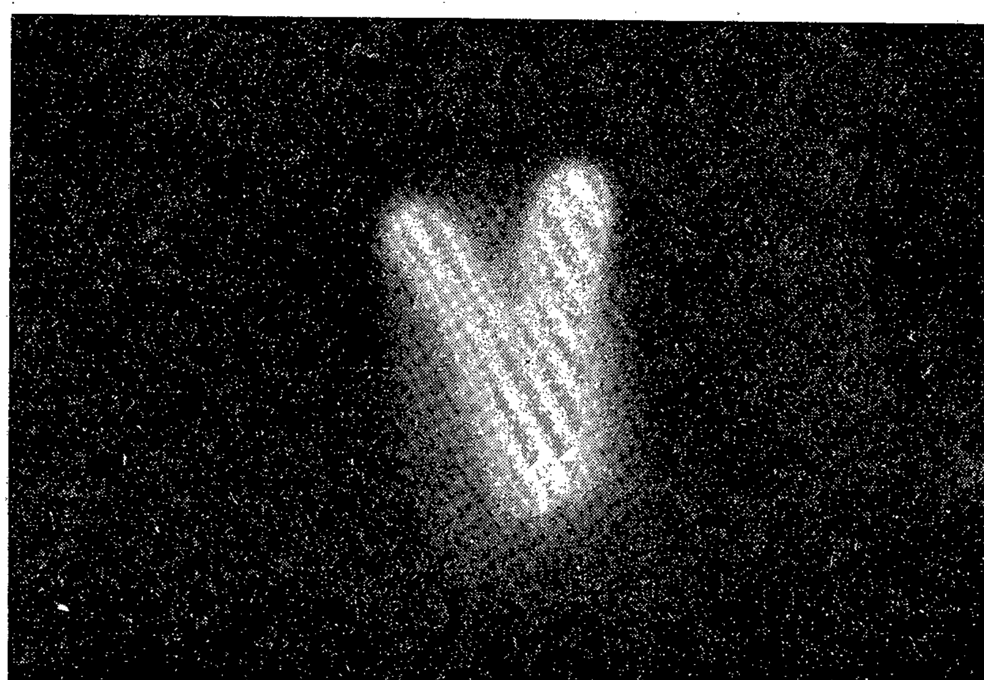


Fig. 2.

cours de la détente; dans nos expériences elle s'est manifestée en effet surtout en hiver et par des temps humides.

D'ailleurs, dans la détente de l'air humide par les tuyères supersoniques, on remarque, sur les parois, des dépôts de gouttelettes et de petits cristaux de

(¹) Pour la bibliographie de la question, voir A. Nouguier, *Rev. Génér. Électr.*, 50, novembre 1941, p. 314.

(²) *Comptes rendus*, 198, 1934, pp. 1856-1859; 200, 1935, pp. 1091-1093. Voir aussi O. Yadoff, *Rev. Gén. Électr.*, 50, septembre 1941, p. 187.

glace, formant une plage limitée à la section, par la vitre, de l'onde de choc provoquée par la présence de la maquette.

Cette condensation entraîne une brusque augmentation de la pression axiale à partir d'une tranche située légèrement à l'aval du col ([3]). Jusqu'à cette tranche, la courbe représentative des pressions dans la tuyère coïncide avec la courbe des pressions calculée dans l'hypothèse d'une détente isentropique d'air sec. A partir de cette tranche, la détente peut se calculer par une méthode due à G. Darrieus, tenant compte de la chaleur développée par la condensation de la vapeur d'eau.

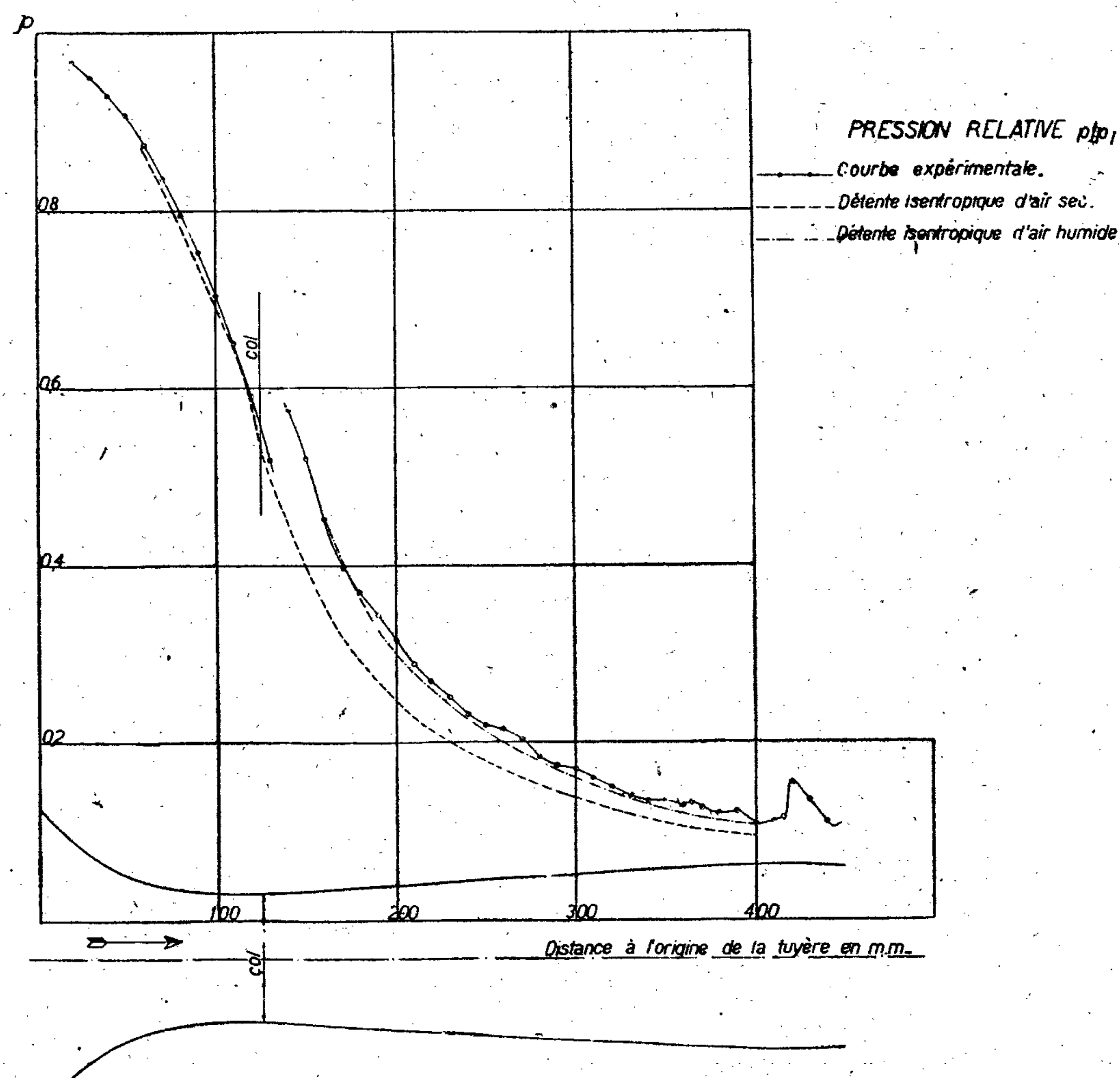


Fig. 3.

La figure 3, relative à une tuyère circulaire donnant un nombre de Sarrau égal à 2 dans la chambre, montre que les points résultant des expériences sont très voisins de la courbe ainsi calculée.

([3]) L'existence au col d'un système d'ondes en forme d'X a été signalée par L. Prandtl (*Congrès Volta*, 1936, Académie royale d'Italie, p. 1936). Wieselsberger est le premier qui ait signalé une corrélation de ce phénomène avec la condensation. La question, étudiée indépendamment en 1940 par G. Darrieus, a fait l'objet d'un article récent de Kl. Oswatitsch (*Zeits. für. angew. Mathematik und Mechanik*, 22, 1, février 1942).

CHALEUR. — *Les propriétés thermiques des tissus d'habillement.*
Note de M. **Hubert Garrigue**, présentée par M. Charles Fabry.

On étudie l'isolement thermique procuré par le tissu appliqué directement sur un *corps chaud*.

La chaleur perdue par le corps chaud nu a pour expression

$$Q = \frac{\Theta - \Theta'}{\tau},$$

si l'écart de température $\Theta - \Theta'$ entre le corps et l'air libre est petit par rapport à la température absolue de l'air libre; τ exprime la *résistance thermique superficielle*.

Une première mesure de la perte de chaleur Q, du corps chaud nu, permet de déduire τ.

De même, si le corps chaud est revêtu d'un échantillon de tissu, d'épaisseur *e*, de conductibilité thermique $\varkappa$, on a, en posant

$$\frac{\varkappa}{e} = \frac{1}{\tau_1}, \qquad Q_1 = \frac{\Theta - \Theta'}{\tau + \tau_1}.$$

Une seconde mesure, dans les mêmes conditions d'expérience que la première, de la perte de chaleur Q_1 du corps chaud revêtu de l'échantillon, permet de déduire τ_1.

Cette quantité τ_1 exprime la résistance thermique de l'échantillon dans les conditions d'expériences que l'on a choisies. Le rapport τ_1/τ_A de cette quantité, à la *résistance thermique* calculée, de la couche d'air sans convection, de même épaisseur que l'échantillon, mesurée sous une pression d'écrasement correspondant à peu près aux conditions moyennes d'emploi ($10^g/cm^2$), caractérisera la qualité thermique de l'échantillon.

D'autres auteurs (Marsh, *Journal of Textile Institute*, 1931, p. 245; Angus, *ibid.*, 1935, p. 83) utilisent à cet effet la *rétention calorifique* R %

$$R\,\% = \frac{Q_a - Q_1}{Q_a} \times 100,$$

Q_a étant la quantité de chaleur perdue par le corps chaud nu, en air calme. Cette valeur dépend essentiellement de l'épaisseur du tissu.

Le dispositif expérimental consiste en un bloc d'aluminium cylindrique, de 5×5^{cm}, formé de 4 secteurs isolés électriquement l'un de l'autre par une mince feuille de papier et recevant chacun une soudure thermoélectrique, les autres soudures étant à l'air libre. Un galvanomètre de mesure donnera ainsi une déviation proportionnelle à la moyenne des différences de températures entre chaque secteur et l'air ambiant. Les bases du cylindre d'aluminium sont protégées thermiquement par deux blocs de liège. On a pris soin de noircir la surface d'aluminium (pouvoir émissif voisin de celui du corps humain).

Ce procédé est plus correct que celui qui consiste à revêtir le corps chaud d'une mince peau de chamois ou d'une étoffe (Abbé Pinte; Teintex, *Rev. gén. Matières color.*, IX, 15 sept. 1943, p. 234) dont l'isolement thermique n'est pas négligeable.

Une mesure consiste à déterminer la vitesse de refroidissement du cylindre revêtu de l'échantillon de tissu à étudier, préalablement chauffé à la température choisie, par le jeu de résistances électriques noyées dans la masse de chaque secteur ($\Theta - \Theta' = 20°$C.).

Des précautions importantes doivent être prises pour stabiliser l'état hygrométrique de l'échantillon à la température d'essai. En effet les textiles, en général, mettent en jeu de la chaleur, en absorbant ou rejetant l'humidité.

Humidité 30° ⇌ 100°; chal. mise en jeu ± 50 cal/gr. laine; Var. de poids ± 5 %.

Les résultats généraux sont exprimés dans le tableau suivant; la *résistance thermique* du tissu dépasse difficilement celle de la couche d'air sans convection, de même épaisseur $[(\tau_1/\tau_A) > 1]$. Le rapport τ_1/τ_A dépend à la fois de la densité apparente du tissu, de sa porosité et de sa contexture. Il diminue en général quand l'échantillon est soumis au vent de 2 m/sec, les irrégularités et les poils jouent le rôle de *réfrigérant à ailettes*.

Type du tissu.	Vent θ' air = 15°C. θ corps = 35°C.	Densité apparente.	Épaisseur (à 10g/cm²).	Chaleur perdue (cal/s/cm²).	Rétention calorifique. %.	Rapport τ_1/τ_A.
Couverture de laine...	calme	0,12	0,55	$1,3.10^{-3}$	−70	1,15
	2 m/sec			2,5	42	0,70
Laine bleue contexture lâche...	calme	0,21	0,25	2,5	43	0,80
	2 m/sec			5,7	−28	0,55
Laine kaki Armée.....	calme	0,23	0,28	2,2	50	0,90
	2 m/sec			4,4	− 1	0,70
Type Armée française (surface lisse)......	calme	0,27	0,24	2,9	35	0,60
	2 m/sec			5,7	−29	0,60
(Type Gendarme surface fine et lisse)...	calme	0,30	0,16	3,0	31	0,70
	2 m/sec			6,8	−56	0,65
Corps chaud dépourvu de tissu.........	calme	−	−	4,4	−	−
	2 m/sec			19,0		

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Effet de grenaille et fluctuations à la sortie d'un amplificateur linéaire.* Note (1) de M. **André Blanc-Lapierre**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les fluctuations à la sortie d'un amplificateur linéaire attaqué par des chocs égaux, très brefs et désordonnés ne présentent un caractère gaussien que si les chocs sont assez rapprochés pour que les perturbations produites par chacun

(1) Séance du 31 janvier 1944.

d'eux interfèrent largement, condition d'autant mieux remplie que la densité des chocs ρ est plus grande ([2]). C'est cet établissement progressif du régime gaussien lorsque ρ croît que je vais étudier expérimentalement sur un cas précis. Je donnerai des vérifications de diverses relations théoriques établies dans des Notes précédentes ([2]) et ([3]).

J'ai utilisé un montage comportant les appareils suivants :

1° Une *source de chocs* [photocompteur, pour les faibles densités ([4]), cellule photoélectrique à multiplicateur, pour les grandes densités].

2° *L'amplificateur étudié* (fréquence d'accord : 1000 cycles par seconde). L'examen de sa réponse à une impulsion brusque montre un amortissement caractérisé par une constante de temps de l'ordre de 10^{-2} s. L'étude en fonction de la fréquence ν du coefficient d'amplification $f(\nu)$ ramené à la valeur 1 pour la fréquence d'accord, donne

$$(1) \quad A=\int_0^\infty f^2(\nu)\,d\nu = 30,6; \qquad (2) \quad B=\int_0^\infty f^4(\nu)\,d\nu = 20,7.$$

3° *Un détecteur quadratique* (thermocouple) et *un galvanomètre* de période $T = 12,5$ sec, à l'amortissement critique.

Si $x(t)$ est la réponse du galvanomètre, et si q est l'impulsion correspondant à un choc, on a ([3])

$$(3) \qquad \bar{x} = 2q^2\rho KA,$$

et

$$(4) \qquad \frac{\delta}{\bar{x}} = \frac{\sqrt{\overline{(x-\bar{x})^2}}}{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\pi}{2T}}\sqrt{\frac{B}{A^2}+\frac{1}{\rho}},$$

où K est une constante.

Aux fortes densités, on a la formule qu'on déduirait de la loi de Gauss

$$(4') \qquad \frac{\bar{\delta}}{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\pi}{2T}}\sqrt{\frac{B}{A^2}}.$$

Aux faibles densités, on a une formule analogue à celle qui correspondrait au galvanomètre attaqué directement par des chocs très brefs :

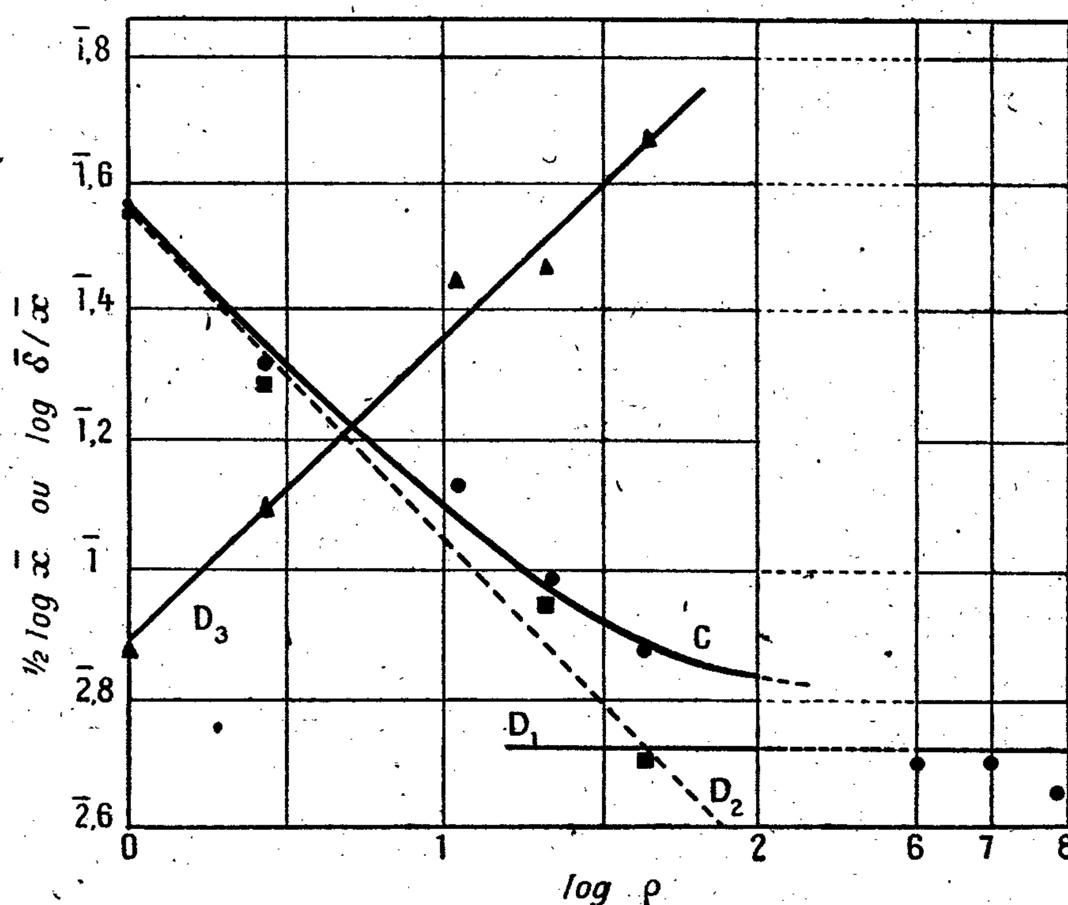
$$(4'') \qquad \frac{\bar{\delta}}{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\pi}{2T\rho}}.$$

J'ai fait des mesures pour des densités inférieures à 45 (photocompteurs) et pour des densités de valeurs approximatives : 6.10^7, 10^7, 10^6 (courant photo-

---

([2]) A. Blanc-Lapierre, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 73.
([3]) A. Blanc-Lapierre, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 42.
([4]) A. Banc-Lapierre, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 188.

électrique et thermoélectronique de la couche sensible d'une cellule). La figure ci-dessous montre, représentées sur des échelles logarithmiques :



1° *La courbe* C, *d'équation* (4), *son asymptote* D_1, *pour les grandes valeurs de* ρ donnée par (4′) et *son asymptote* D_2 *pour les très faibles valeurs de* ρ donnée par (4″).

2° *La droite* D_3, *d'équation* (3), définie à une translation près.

Les points indiquent les résultats expérimentaux relatifs à trois sortes de mesures :

a. Étude de $\bar{\delta}/\bar{x}$ *en fonction de* ρ *pour l'ensemble, amplificateur-détecteur-galvanomètre* (points ronds);

b. Étude de $\bar{\delta}/\bar{x}$ *en fonction de* ρ *pour le galvanomètre attaqué directement* (amplificateur supprimé), (points carrés); ces valeurs diffèrent peu des précédentes pour les faibles densités.

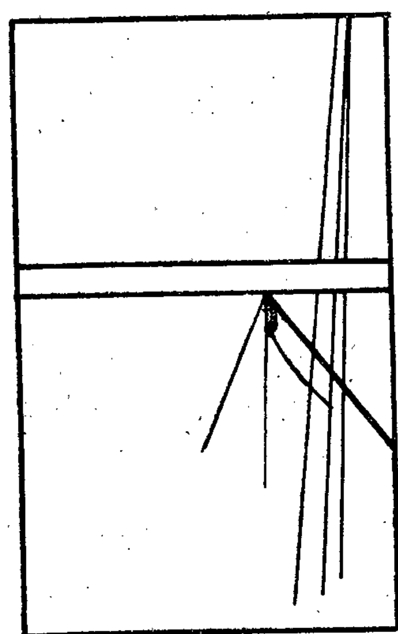
c. Étude de $\bar{x}$ *en fonction de* ρ *pour l'ensemble amplificateur-détecteur-galvanomètre* (triangles).

Conclusion. — L'ensemble des résultats expérimentaux met bien en évidence le passage progressif, lorsque la densité croît, vers la forme limite qui obéit à la loi de Gauss. La formule (3), qui ne fait intervenir que des moyennes quadratiques, est toujours vraie, même aux faibles densités. Il n'en est pas de même de (4′), qui fait intervenir des moments du quatrième ordre et est en désaccord total avec l'expérience aux faibles densités. L'ensemble des relations (3) et (4) traduit fidèlement les résultats expérimentaux quelle que soit la valeur de ρ.

RAYONS COSMIQUES. — *Gerbes de mésotons et de particules lourdes.* Note de M. **Jean Daudin**, transmise par M. Maurice de Broglie.

I. Au moyen du dispositif expérimental déjà décrit ([1]) on a obtenu, à côté des gerbes de mésotons déjà décrites, des effets connexes d'évaporations nucléaires et de chocs dans le gaz dont les plus significatifs sont les suivants.

II. *Pinceau de mésotons et évaporation nucléaire.* — Deux mésotons, et presque certainement trois, issus de la masse de plomb supérieure traversent l'écran du troisième cliché (*fig.* 1). Dans l'écran s'est produite une déflagration


Fig. 1.

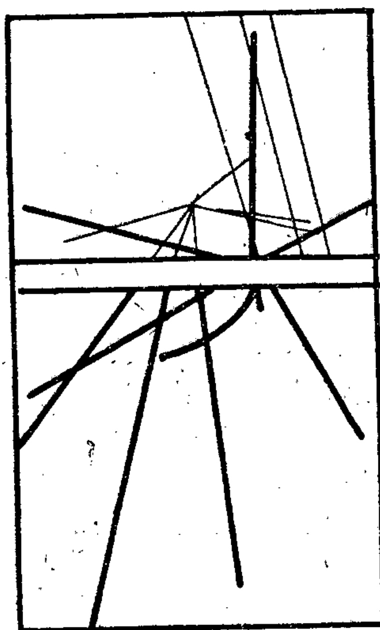
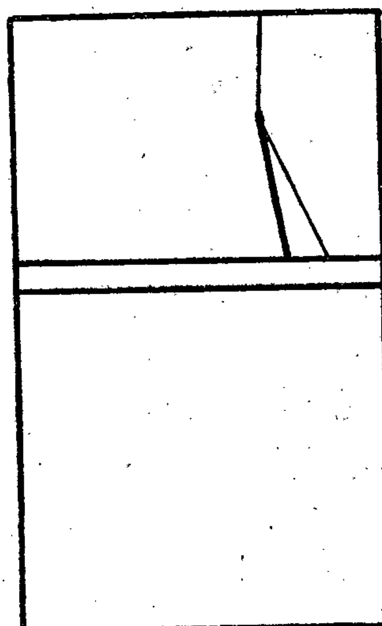


Fig. 2.


Fig. 3.

nucléaire qui a donné des produits très variés : une petite trajectoire fine, courbe, pourrait être celle d'un électron β ou d'un photoélectron. Deux autres sont plus ionisantes que la moyenne. La trace d'une quatrième est presque trop ionisante pour être celle d'un proton. Enfin une autre épaisse et courte pourrait être celle d'un noyau de recul.

Voici donc réunis sur le même cliché deux effets aussi rares qu'une gerbe de mésotons et une désintégration nucléaire. Ce ne peut guère être l'effet du hasard. L'évaporation nucléaire paraît complexe et pourrait avoir abouti à des produits réactifs. On songe aux effets de fission de l'uranium. Comme il n'y a pas de trajectoire ionisante primaire, on est tenté de supposer qu'un neutron a provoqué l'évaporation.

III. *Évaporations nucléaires couplées.* — La fréquence des ***évaporations nucléaires*** ou étoiles est apparue comme 50 ou 100 fois plus élevée que sur les clichés pris avec d'autres montages. En particulier la figure 2 présente le premier cas connu de deux évaporations nucléaires simultanées. L'une d'elles s'est produite à la surface supérieure de l'écran de plomb. Trois branches ionisantes sont dirigées vers le haut, trois ou quatre vers le bas. En outre la

([1]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 192.

trajectoire peu ionisante pourrait venir d'en haut et avoir déclenché l'explosion, une autre étoile s'est produite dans la glace avant de la chambre, trois belles trajectoires ionisantes traversent la chambre de haut en bas et trois ou quatre autres perpendiculairement.

L'association de ces deux étoiles offre une analogie évidente avec l'association entre elles des gerbes d'électrons. Elle suggère des cascades de gerbes dans le domaine des champs nucléaires comme il en existe dans le domaine des champs coulombiens.

IV. *Choc anormal dans le gaz.* — La figure 3 montre une particule ionisant plus que la moyenne et dont le parcours se termine dans l'écran de plomb. A moins que cet arrêt ne soit la conséquence d'une absorption nucléaire, la particule pourrait être un mésoton lent. Elle subit un choc dans le gaz à la suite duquel son pouvoir ionisant paraît accru. Une trajectoire très fine paraît provenir du coude. Elle est aussi arrêtée dans le plomb. Les deux trajectoires étant déviées dans le même sens, une impulsion notable a dû être cédée à un noyau où, ce qui paraît plus probable, à une particule non ionisante telle qu'un neutron. Il est tentant de considérer la trajectoire fine comme celle d'un positon émis par le noyau d'argon privé d'un neutron et devenu ainsi radioactif β positif.

V. *Conclusion.* — Les clichés permettent quelques progrès par rapport à nos connaissances d'il y a deux ans. Évidemment des progrès plus importants, que nous ignorons, ont dû être réalisés depuis à l'étranger. Quoi qu'il en soit nous avons des indices d'une interaction nucléaire du mésoton et d'un développement de gerbes en cascades qui paraissent comprendre les gerbes de mésotons comme stade supérieur et les évaporations nucléaires ou *étoiles* comme étape ultérieure d'une dégradation de l'énergie cinétique dans le champ nucléaire analogue à celle qui se produit dans le champ coulombien. Dans de telles gerbes nucléons et mésotons joueraient un rôle analogue respectivement à celui des électrons et des photons. La différence entre les gerbes de mésotons et les *étoiles* tiendraient à ce que l'énergie en jeu dans les premières serait suffisante pour assurer la matérialisation des mésotons, tandis que dans les secondes les mésotons resteraient virtuels, les nucléons étant les seuls produits physiques de la volatilisation du noyau. Mais les propriétés ainsi attribuées au mésoton s'accordent assez mal avec le pouvoir pénétrant des mésotons isolés. Il y a là un indice en faveur des théories proposées par Bahba [2]; les mésotons se classeraient en transversaux et longitudinaux, les premiers à forte interaction nucléaire et faible parcours, tandis que les seconds, à faible interaction et long parcours, finiraient par prédominer largement dans le rayonnement cosmique.

---

[2] *Phys. Rev.*, 59, 1941, p. 100; *Proc. Roy. Soc.*, 1941, p. 314.

RAYONS COSMIQUES. — *Sur la répartition angulaire du rayonnement cosmique dans l'atmosphère.* Note de M. **André Fréon**, présentée par M. Frédéric Joliot.

I. On sait que la distribution angulaire de la partie corpusculaire chargée du rayonnement cosmique pénétrant obéit à la formule empirique $N = N_0 \cos^\lambda \theta$, N_0 étant l'intensité verticale du rayonnement, N celle suivant la direction faisant l'angle θ avec la verticale et λ un coefficient voisin de 2 sensiblement indépendant de l'altitude de l'observation et de l'écran x interposé dans l'appareil (¹), (²), (³). On se propose ici de préciser la valeur de λ.

II. D'après des mesures diverses effectuées antérieurement, on a indiqué (⁴) comment variait λ en fonction de x à deux altitudes différentes : 3500^m pression $p = 6^m,8$ d'eau et 75^m $p = 10^m,24$ d'eau [courbes $6^m,8$ et $10^m,24$ H^2O (*fig.* 1)]. Il a été effectué, l'été dernier, une série de mesures à l'altitude de 2058^m

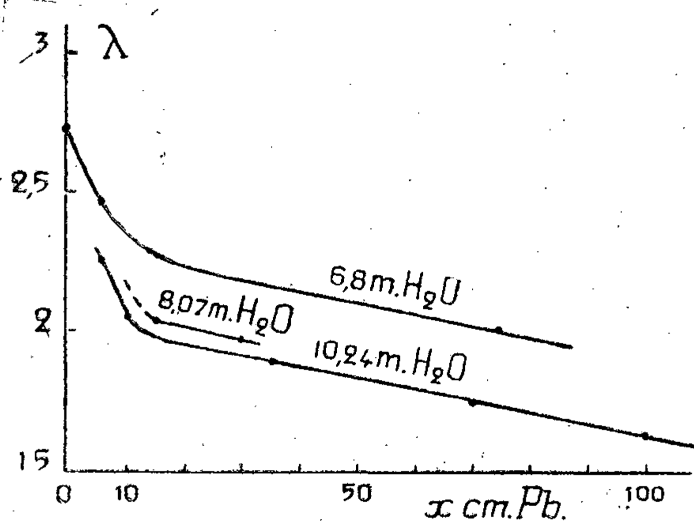


Fig.1

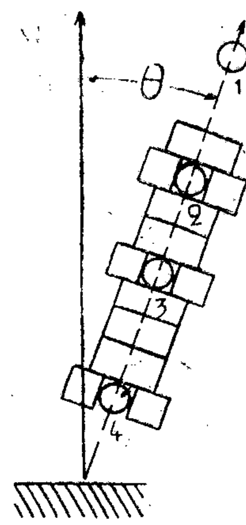


Fig.2

$p = 8^m,07$ H^2O (Col du Lautaret, Hautes-Alpes). On peut extraire de ces résultats les valeurs suivantes : $\lambda\, 2,15 \pm 0,04$ pour $x = 15^{cm}$ de plomb et $\lambda\, 1,95 \pm 0,04$ pour $x = 30^{cm}$ de plomb, donnant la courbe intercalaire $8^m,07$ H^2O de la figure 1. La première de ces deux valeurs est fournie par le nombre des coïncidences, entre les compteurs 1, 2 et 3 du montage représenté figure 2, la seconde par le nombre des coïncidences entre les compteurs 2, 3 et 4.

III. On constate que λ diminue lorsque p ou x augmentent, ce qui signifie que l'isotropie du rayonnement croît lorsque l'on s'enfonce dans l'atmosphère ou si l'on considère des radiations d'énergie croissante. On retrouve bien ici $\lambda = 2$ si l'on se place dans les conditions des expériences initiales : écrans de 6 à 10^{cm} de plomb au niveau de la mer.

(¹) Auger, Ehrenfest, Fréon et Fournier, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 257.

(²) Trumpy et Ubish, *Arch. Math. Naturvidenskab*, **44**, 1941, p. 12.

(³) Clay Wiersma Jonker, *Proc. Roy. Akad. Amsterdam*, **41**, 1938, p. 706.

(⁴) Fréon, *Thèses Doct. Sc. Phys.*, Paris, 1942.

La forme générale des courbes rappelle celle des courbes d'absorption $N = f(x)$, $\theta = \text{const.}$ Ceci pour la même raison : l'existence des deux composantes dure et molle de la radiation, la première constituée essentiellement par des mésons, tandis que la seconde comprend surtout des électrons. Mais le coude observé pour les faibles valeurs d'écran est ici beaucoup mieux défini, ce qui pourrait permettre une estimation de la limite pratique du domaine d'énergie des cascades photoélectroniques. Il s'agit d'une limite supérieure par suite de la présence dans la composante molle de mésons de faible énergie résultant d'effets nucléaires locaux, ou arrivés à leur fin de parcours.

IV. Bruins a calculé (5) la forme de la courbe de répartition angulaire du rayonnement à partir des hypothèses suivantes : *a*. le spectre d'énergie initial des mésons est de la forme $S(E) = k^{-\gamma}$ avec γ voisin de 3; *b*. les mésons sont créés à une altitude moyenne de l'ordre de 20^{km} indépendante de l'angle θ et de l'énergie. Ce calcul conduit à la forme de courbe précédente $N = N_0 \cos^{\lambda}\theta$ avec $\lambda = \gamma - 1$, c'est-à-dire voisin de 2.

D'après nos résultats on peut conclure que, si l'hypothèse (*b*) est exacte, l'exposant γ du spectre d'énergie diminue lorsque celle-ci augmente.

Mais diverses considérations et des résultats expérimentaux conduisent à réviser cette hypothèse.

Remarquons d'abord que, si la radiation primaire est stable, ses divers modes de dégradation, perte d'énergie par ionisation et par création de rayonnements secondaires, sont des fonctions univoques de $p \sec\theta$, quantité de matière traversée. Pour une égale quantité de matière traversée, l'altitude correspondante croît avec θ, ce qui doit conduire pour un rayonnement d'énergie donnée à une altitude moyenne de formation croissant avec θ.

Il existe d'autre part des résultats expérimentaux obtenus à la chambre de Wilson (Herzog et Bostick) ou au moyen de compteurs (4), ainsi que des travaux récents de Jean Daudin sur les gerbes pénétrantes (6) établissant que la création des mésons doit se poursuivre assez bas dans l'atmosphère.

Le calcul de l'évolution du spectre des mésons dans l'atmosphère est compliqué par l'absence d'indications théoriques sur les processus de formations possibles; l'expérience doit pouvoir permettre de choisir entre ces diverses possibilités, c'est l'objet de nos investigations actuelles.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence des liquides organiques sur le tassement des poudres de quartz.* Note de M. **Vsevolod Romanovsky**.

Dans le cadre général des recherches que j'entreprends sur le tassement des poudres fines, j'ai procédé à l'étude de l'influence des liquides organiques sur l'assemblage des particules de quartz.

(5) *Proc. Roy. Akad. Amsterdam*, **42**, 1939, pp. 54 et 740

(6) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 192.

Une série d'expériences a consisté à disperser de la poudre de quartz, d'une dimension moyenne de 7$^{\mu}$, dans quelques liquides organiques. Cette poudre, obtenue par sédimentation à partir du quartz industriel, a été électrodialysée pour la débarrasser des ions qui pouvaient s'y trouver adsorbés.

L'indice des vides ([1]) du dépôt qui se forme par gravité a été mesuré. Ses valeurs successives sont portées sur le tableau suivant :

Liquide organique servant de dispersant.	V.	ε.	p.
Aniline, $C^6H^5NH^2$	6,0	2,9	1,81
Acétone, CH^3COCH^3	7,0	3,7	2,31
Alcool méthylique, CH^2HOH	10,0	5,8	3,62
Alcool éthylique, CH^3CH^2OH	11,5	6,6	4,13
Acide acétique, CH^3CO^2H	11,5	6,6	4,13
Éthane oxyéthane (éther), $C^2H^5OC^2H^5$	18,0	11,0	6,87
Xylène, $C^6H^5CH^3$	19,0	11,6	7,25
Benzène (cristallisable), C^6H^6	19,0	11,6	7,25
Chloroforme, $CHCl^3$	20,0	12,3	7,68
Tétrachlorure de carbone, CCl^4	21,0	13,0	8,13

Température 15°C.;
V, volume lu directement sur l'éprouvette pour 5^g de quartz;
ε, indice des vides;
p, coefficient de gonflement, par rapport au volume du dépôt dans l'eau bidistillée, obtenu par application de la formule $p = \varepsilon/\varepsilon_0$ (ε_0 = indice des vides du dépôt du quartz, de la dimension considérée, dans l'eau bidistillée).

Il faut remarquer que, pour certains liquides (alcools, acétone, éther, acide acétique), le dépôt reste *parfaitement blanc,* tandis que pour d'autres (tétrachlorure de carbone, chloroforme, benzène, xylène) il est franchement *gris* (et gras au toucher); il redevient blanc par dessiccation. Ce n'est plus alors un dépôt, mais un véritable *gel,* ressemblant par son aspect et sa couleur à celui de la bentonite dans l'eau.

L'étude de ce tableau nous montre que l'indice des vides de la poudre de quartz, sous l'influence des liquides organiques non ionisables, est toujours plus grand qu'en présence d'ions métalliques.

Les indices des vides (ε) peuvent atteindre des valeurs considérables, très supérieurs à ceux obtenus par adsorption d'ions même trivalents.

Le coefficient de gonflement maximum, que j'ai pu obtenir avec le tétrachlorure de carbone, est égal à 8,13, par conséquent presque trois fois plus élevé qu'avec le sulfate d'aluminium ([2]).

Il semble que l'action des liquides organiques sur le tassement de la poudre de quartz ne puisse admettre l'explication proposée pour l'influence des ions. Il est donc nécessaire de rechercher une autre hypothèse.

([1]) B. Brajnikov, Cl. Francis-Boeuf et V. Romanovsky, *Techniques d'Études des sédiments et des eaux qui leur sont associées,* Paris, 1943.

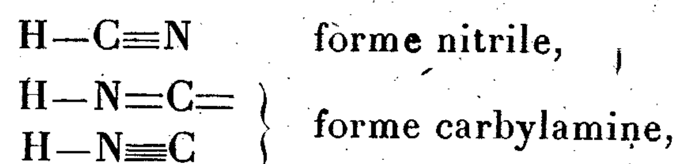
([2]) V. Romanovsky, *Comptes rendus,* **215**, 1942, p. 531.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Constitution de l'acide cyanhydrique et des cyanures alcalins.* Note [1] de M. **Henri Triché**.

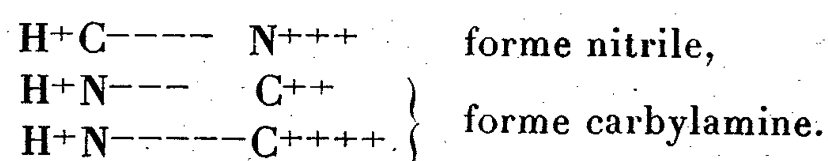
1° *Rayon de l'ion* CN^- *dans l'acide cyanhydrique* [2]. — Les parachors de l'acide cyanhydrique et de l'acide bromhydrique étant les mêmes (81,5 et 81,4) [3], on en déduit, puisque l'acide cyanhydrique fait partie de la famille des acides halogénés, que l'ion CN^- a le même rayon que l'ion Br^-, soit 1,96 Å.

2° *Rayon de l'ion* CN^- *dans les cyanures alcalins* [4]. — La valeur est de 1,92 Å dans tous les cyanures alcalins. Elle est très voisine de la valeur précédente, par conséquent l'ion CN^- a la même structure dans l'acide cyanhydrique et dans les cyanures alcalins.

3° *Représentation ionique de l'ion* CN^-. — Pour l'acide cyanhydrique, la chimie organique nous indique trois formes possibles



que nous écrirons, dans la notation ionique,



a. Étude de la forme $H^+—C^{----}\equiv N^{+++}$. L'ion C^{----} a un rayon de 2,60 Å (rayon de Pauling). Le rayon de N^{+++} n'est pas connu, mais il est inférieur à 0,69 Å (rayon de As^{+++}). Le volume de l'ion CN^- formé à partir de ces deux ions est donc plus grand que celui trouvé au moyen des rayons X ou des parachors.

b. Étude de la forme $H^+—N^{---}=C^{++}$. Le rayon de l'ion N^{---} est de 1,71 Å (rayon de Pauling); en calculant le rayon de C^{++} connaissant le rayon de CN^-, on trouve 1,36 Å. Cette valeur du rayon de l'ion C^{++} est inacceptable, puisqu'elle est supérieure à celui de l'atome 0,78 Å [5]. Par conséquent la forme isonitrile représentée par un azote trivalent négatif et un carbone bivalent positif est à rejeter.

c. Étude de la forme $H^+—N^{-----}\equiv C^{++++}$. Le rayon de l'ion N^{-----} est supérieur à 1,71 Å (rayon de l'ion N^{---} de Pauling). Le volume de l'ion C^{++++} est pratiquement négligeable devant celui de l'ion N^{-----}. On en déduit que

---

(1) Séance du 31 janvier 1944.

(2) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 737.

(3) Pearson et Robinson, *The parachor of hydrogen bromide* (*J. Chem. Soc.*, juin 1934, p. 880).

(4) Natta et Passerini, *Gazzetta chimica italiana*, **61**, 1931, pp. 191-215.

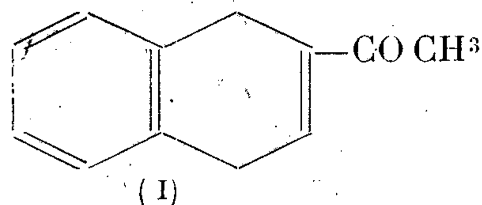
(5) On suppose que l'ion carbone ne pénètre pas à l'intérieur de l'ion azoté.

l'ion CN^- a un volume très voisin de celui de l'ion N^{-----} et par suite celui-ci aurait un rayon de l'ordre de 1,92 à 1,96 Å. Cette forme représente donc l'acide cyanhydrique pur et les cyanures alcalins solides. On est d'ailleurs amené à une conclusion analogue par d'autres considérations : on admet qu'il y a un équilibre entre deux isomères, mais avec prédominance de la forme HNC [6]; en particulier l'étude de l'effet Raman conduit aux mêmes conclusions. En outre Dadieu et Kolhrausch [7] et Dadieu [8], se basant sur la fréquence Raman du groupe fonctionnel des carbylamines, préfèrent leur attribuer la formule $R—N \equiv C$. Il est donc très vraisemblable que l'ion CN^-, dans les carbylamines, ait la même constitution que dans l'acide cyanhydrique et les cyanures alcalins. $CH^3—N \equiv C$, par exemple, peut en effet être représentée par $(CH^3)^+—N^{-----} \equiv C^{++++}$ [4].

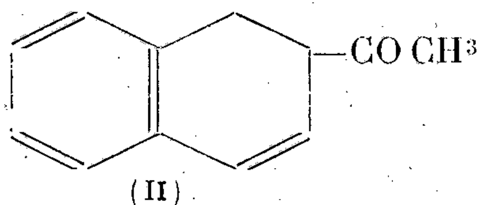
Conclusion. — Le rayon de l'ion CN^- a la même valeur dans l'acide cyanhydrique et dans les cyanures alcalins. L'ion CN^- est constitué par un ion N^{-----} et un ion C^{++++}. Le rayon de l'ion N^{-----} est voisin de 1,92-1,96 Å. L'acide cyanhydrique pur est une carbylamine et il est à présumer que les carbylamines sont bien représentées par la formule générale $R^+N^{-----}C^{++++}$.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Quelques réactions de dérivés naphtaléniques.* Note de MM. **Max Mousseron** et **Nguyen Phuoc Du**, présentée par M. Marcel Delépine.

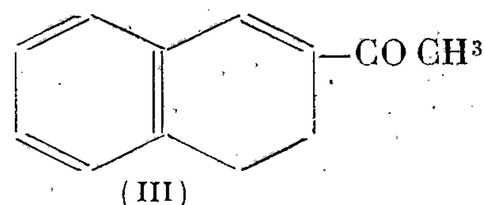
Action du chlorure d'acétyle sur le dihydronaphtalène-1.4. — La cétone α-chlorée qui se forme d'abord, conduit par une déchlorhydration ultérieure avec la diméthylaniline, à une cétone éthylénique α ou β [1], $É_{15}$ 170°, et peut correspondre à la forme (I) ou (II); la semicarbazone est fusible à 185° pour toutes les fractions. L'oxydation à l'hypochlorite alcalin [2] conduit à l'acide dihydronaphtalène-1.4 carbonique-2 fondant à 159-160° [3] correspondant à la cétone (I).



(I)



(II)



(III)

Action du chlorure d'acétyle sur le dihydronaphtalène-3.4. — La réaction

(6) Brun, *Traité de Chimie minérale* de Pascal, 5, p. 262; Pascal, *Les acides minéraux*, p. 107.

(7) *Ber. d. chem. Ges.*, **63**, 1930, p. 1657.

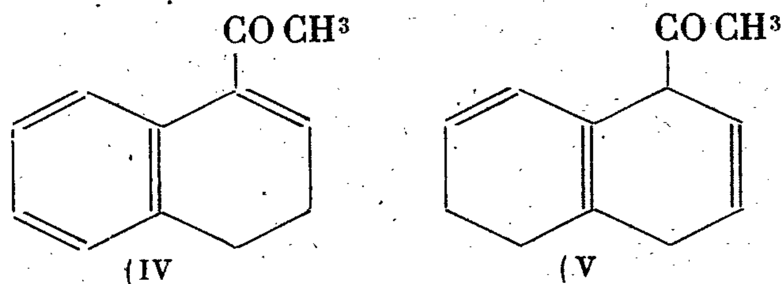
(8) *Monatsh.*, **57**, 1931, p. 437.

(1) J. Colonge, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **6**, 1939, p. 334.

(2) A. Einhorn, *Ann. der Chem.*, **243**, 1889, p. 363.

(3) E. D. Kamm, *J. Am. Chem. Soc.*, **38**, 1916, p. 408.

donne une cétone éthylénique $É_{15}$ 173-175°; semicarbazone F 176°. La cétone peut avoir l'une des formes (III), (IV), (V). Par oxydation on obtient l'acide



dihydronaphtalène-3.4 carbonique-2 F 118° (4) correspondant à la cétone (III).

Action du malonate d'éthyle sodé sur le dibromo-2.3 dihydronaphtalène-1.4. — On suit la technique indiquée par Buu-Hoï et Cagniant (5); la totalité du brome étant arrachée, on n'isole aucun produit acide, le produit neutre correspondant au naphtalène F 80°.

Action du malonate d'éthyle sodé sur le dibromo-1.2 dihydronaphtalène-3.4 — Il s'est fixé un groupe malonique au noyau; après saponification et décarboxylation par chauffage, on obtient un acide dihydronaphtalène acétique F 80° non identifié. Le produit neutre (75 %) présente toutes les constantes du dihydronaphtalène-3.4. Cette régénération du dihydronaphtalène est à rapprocher de l'action du malonate d'éthyle sodé sur le dibromo-dinitrostilbène conduisant au dinitrostilbène et à l'ester éthylique de l'acide éthanetétracarbonique (6).

Nous avons fait réagir également le malonate d'éthyle sodé sur le dibromo-2.3 naphtane (F 84°) (7). On obtient avec un rendement de 75 % un produit acide correspondant vraisemblablement à l'acide (octahydronaphtène-1) yl malonique-3 F 187°.

Action du formaldéhyde sur le chlorométhyl-1 naphtalènemagnésium (8). — Le magnésien a été préparé par la méthode d'entraînement de Grignard (9). Il réagit sur le formol gazeux et sur le trioxyméthylène pour donner le naphtyléthylol-1 $É_{18}$ 186°, F 61°, déjà obtenu par Grignard (10). Par oxydation permanganique on obtient principalement l'acide naphtoïque-1 F 160°. Une très faible fraction contient un acide fondant à 176°, il s'agit probablement de l'acide méthyl-1 naphtoïque-2 provenant du méthyl-1 naphtylméthylol-2 qui s'est formé en très petite quantité par transposition (11). Gillmann (12) a obtenu avec le formol gazeux un alcool $É_6$ 167-170°, F 121°, qu'il n'a pas pu oxyder et a conclu à une réaction avec transposition.

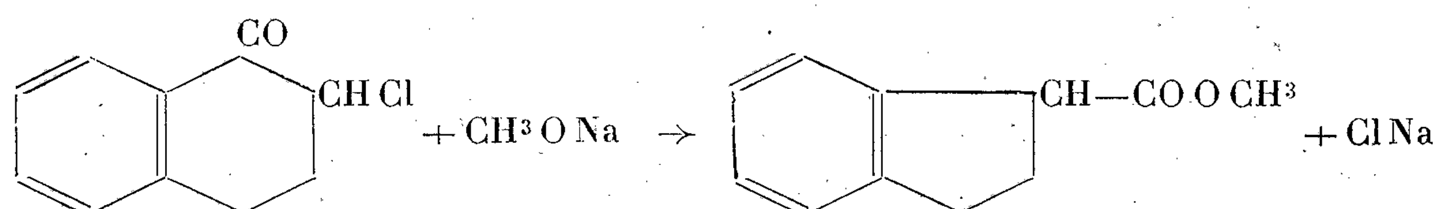
---

(4) E. D. Kamm, *ibid.*, 38, 1916, p. 427.
(5) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 8, 1942, p. 102.
(6) C. A. Bischoff, *Ber. d. chem. Ges.*, 21, 1888, p. 2075.
(7) H. Leroux, *Thèse Doctorat Sc.*, Paris, 1910.
(8) G. Darzens, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 74.
(9) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 625.
(10) *Comptes rendus*, **141**, 1905, p. 45.
(11) M. Tiffeneau et R. Delange, *Comptes rendus*, **137**, 1903, p. 573.
(12) *J. Am. Chem. Soc.*, 51, 1929, p. 3475.

L'anhydride carbonique donne de même une réaction normale avec le chlorométhylnaphtylmagnésium ([13]). On a ainsi un mode de préparation avantageux de l'acide naphtalène acétique.

La chlorométhyltétraline réagit sur le trioxyméthylène et sur le formol gazeux pour conduire à un alcool qui, oxydé par le permanganate, donne l'acide tétrahydronaphtoïque-2, F 153°, montrant que seule la fixation normale a eu lieu.

Déshalogénation des chlorotétralones. — La chloro-2 tétralone-1 (F 72-73°), chauffée pendant 3 heures en présence de méthylate de sodium, fournit le dihydroindène-1.2 carboxyméthyle-1, dont l'acide F 58-59° a été obtenu par Tiffeneau et Orekhoff ([13]):



La chloro-3 tétralone-2 réagit d'une manière analogue et conduit au dihydroindène-1.2 carboxyméthyle-2, caractérisé par la dihydroindène-1.2 carbamide-2 F 117° ([14]).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réductions condensatrices.*

Note de M. **Charles Glacet**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avions supposé que la réduction par le magnésium et l'acide acétique des aldéhydes α-éthyléniques, seules ([1]), ([2]) ou en mélange ([3]), conduisait à des dérivés tétrahydrofuraniques. La présente Note a pour but de vérifier et préciser la structure de ces dérivés.

Nous avons montré que la réduction de l'acroléine ([1]) conduit à un mélange. J'ai séparé les constituants. Le peu de stabilité des hydroxytétrahydrofuranes à chaîne latérale éthylénique n'en a pas permis la séparation directe; je l'ai obtenue en acétylant le produit, puis en effectuant 10 à 15 tours de distillation. On obtient une acétine, forme A, $E_{9,2}$ 85°,5-85°,6 et une acétine, forme B, $E_{9,2}$ 87°,3-87°,5; cette dernière n'existe que pour 20 à 30 % dans le mélange initial.

L'acétine forme A conduit, par saponification, à l'α-vinyl α'-hydroxytétrahydrofurane forme A, ainsi qu'il résulte de l'hydrogénation en présence de nickel de Raney, laquelle donne l'hydroxyéthyltétrahydrofurane correspondant et, par hydrogénation plus poussée, l'hexanediol-1.4. L'acétine forme B donne,

---

([13]) *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, **27**, 1920, p. 782.
([14]) W. H. Perkin et G. Révay, *Ber. d. chem. Ges.*, **26**, 1893, p. 2253.

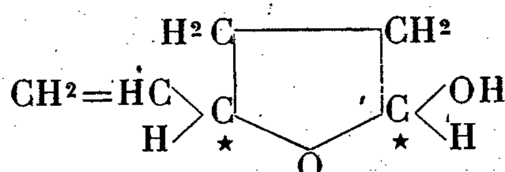
([1]) C. Glacet et J. Wiemann, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1233.
([2]) C. Glacet, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1323.
([3]) C. Glacet, *ibid.*, **210**, 1940, p. 479.

par saponification, l'α-vinyl α'-hydroxytétrahydrofurane forme B, puis, par hydrogénation, le dérivé saturé correspondant, et en insistant, l'hexanediol-1.4 accompagné de 15 à 20 % d'un produit plus volatil non identifié jusqu'à présent.

L'hydrogénation est assez sélective; lorsqu'on a fixé approximativement la quantité d'hydrogène nécessaire à la saturation d'une double liaison, la vitesse d'hydrogénation tombe brusquement de 40 à 1,5 cm^3/minute.

Les éthylhydroxytétrahydrofuranes sont beaucoup plus stables que les dérivés vinylés dont ils proviennent; ceci est en rapport avec une vitesse d'hydrolyse plus grande pour ces derniers.

Les constantes et le spectre Raman de chaque isomère diffèrent très peu, mais, bien que la différence de leurs points d'ébullition soit faible, nous la retrouvons pour chaque dérivé; de plus l'hydrogénation des α-éthyl α'-hydroxytétrahydrofuranes conduit bien à l'hexanediol-1.4, mais, pour l'un des isomères seulement, il y a également formation d'un produit plus volatil en faible proportion. Nous pensons donc être en présence de deux stéréoisomères correspondant à la formule ci-dessous, qui comporte deux carbones asymétriques,



Partie expérimentale. — La réduction de l'acroléine donne lieu à la formation de 5 % environ de produits de tête distillant en deux fractions : 1° $É_{760}$ 95-97°,5; n_D^{14} 1,4079; d_4^{14} 0,836; alcool allylique accompagné d'un peu d'alcool propylique (Br^2 fixé 70 % de la quantité que fixerait l'alcool allylique). 2° $É_{760}$ 104-106°; alcool allylique avec un peu de vinyldihydrofurane, sans doute l'α-vinyl-α-β-dihydrofurane, mis en évidence par les raies **1615** et **1645** de son spectre Raman.

Il distille ensuite un mélange des α-vinyl α'-hydroxytétrahydrofuranes, stéréoisomères, obtenus avec un rendement de 25 à 30 %; puis quelques % de produits à point d'ébullition plus élevé, dans lesquels domine le divinylglycol; il reste dans le ballon un résidu gommeux important.

L'acétylation du mélange des alcools furaniques s'effectue par l'anhydride acétique en présence de pyridine avec un rendement de 75 %.

Acétine forme A, $C^8H^{12}O^3$. — Après 6 distillations, $É_{9,2}$ 85,5-85°,6; $n_D^{13,5}$ 1,4496; $d_4^{13,5}$ 1,053; R. M., tr. 39,78, calc. 39,77; CH^3CO %, tr. 27,46; calc. 27,56.

α-vinyl-α' hydroxytétrahydrofurane forme A, $C^6H^{10}O^2$. — Par saponification à la soude de l'acétine précédente. Rdt. 70 %. $É_{10}$ 77,9-78°,1; $n_D^{13,5}$ 1,4591; $d_4^{13,5}$ 1,029; R. M., tr. 30,35; calc. 30,41.

α-éthyl α'-hydroxytétrahydrofurane, forme A, $C^6H^{12}O^2$. — Obtenu par hydrogénation en milieu alcoolique, à 18°, au moyen du nickel de Raney, du dérivé vinylé précédent. $É_{11}$ 74°,5; $n_D^{14,5}$ 1,44 22; $d_4^{14,5}$ 0,998; R. M., tr. 30,76; calc. 30,86. Mobile, incolore, se conserve bien.

Dérivé acétylé $C^8H^{14}O^3$. — $É_{10}$ 82-82°,3; n_D^{16} 1,4329; d_4^{16} 1,022; R. M., tr. 40,18; calc. 40,26; CH^3CO %, tr. 27,61; calc. 27,21.

Une hydrogénation plus poussée permet de transformer intégralement cet α-éthyl α'-hydroxytétrahydrofurane en hexanediol-1.4; $É_{13}$ 127,5-127°7.

Acétine forme B, $C^8H^{12}O^3$. — Après 13 distillations, $É_{9,2}$ 87,3-87°,5; n_D^{17} 1,4471; d_4^{17} 1,0474; R. M., tr. 39,80; calc. 39,77; CH^3CO %, tr. 27,48; calc. 27,56.

α-vinyl α'-hydroxytétrahydrofurane forme B, $C^6H^{10}O^2$. — $É_{10}$ 79,7-80°,2; $n_D^{16,5}$ 1,4581; $d_4^{16,5}$ 1,028; R. M., tr. 30,27; calc. 30,40.

α-éthyl α'-hydroxytétrahydrofurane forme B, $C^6H^{12}O^2$. — Obtenu par hydrogénation de l'alcool précédent, $É_{10}$ 76,5-77; $n_D^{15,5}$ 1,4390; $d_4^{15,5}$ 0,9976; R. M., tr. 30,7; calc. 30,86. Helfrich ([4]) indique $É_{11}$ 77-80°; d_4^{18} 1,004; n_D^{18} 1,4398.

Une hydrogénation plus poussée conduit à l'hexanediol-1.4, $É_{13}$ 127°,5-127°,7; accompagné de 15 à 20 % d'un produit plus volatil, $É_{68}$ 72-76°, non identifié.

Identification de l'hexanediol-1-4, $C^6H^{14}O^2$. — $É_{13}$ 127,5-127°,7. Wolgemuth ([5]) indique $É_{18,5}$ 134-135°. Très hygroscopique, très visqueux, ce qui gêne les mesures; $n_D^{16,3}$ 1,4530; $d_4^{16,3}$ 0,982; R. M., tr. 32,5; calc. 32,9; C % (Liebig), tr. 60,88; calc. 61,01; H %, tr. 12,02; calc. 11,86. — *Diphényluréthane*, F 71°. Wolgemuth ([5]) indique F 82°. N % (Liebig), tr. 7,80; calc. 7,86. — *Ester diacétique*, $É_{12}$ 120°2-120°,4; $n_D^{16,5}$ 1,4282; $d_4^{16,5}$ 1,007; R. M., tr. 51,63; calc. 51,69. Wolgemuth ([5]) donne $É_{14}$ 122° et R. Paul ([6]) $É_{14}$ 123°-124°; n_D^{13} 1,42985; d_{15}^{13} 1,011.

α-éthyltétrahydrofurane $C^6H^{12}O$. — Par déshydratation sulfurique du glycol précédent, E_{755} 107,2-107°,4; $n_D^{16,5}$ 1,4156; $d_4^{16,5}$ 0,856; R. M., tr. 29,30; calc., 29,35. Wolgemuth signale ([5]) $É_{770}$ 107-108°; n_D 1,41685; d_{16}^{16} 0,8609.

Dibromo-1-4-*hexane* $C^6H^{12}Br^2$. — Obtenu par action de PBr^3 sur le glycol, $É_{12}$ 98°,2-98°,4; $n_D^{5,5}$ 1,5084; $d_4^{15,3}$ 1,602; R. M., tr. 45,30, calc, 45,43. Müller et Wachs ([7]) notent 94-97°. La condensation du dibromo-1.4 hexane avec la paratoluène sulfamide a conduit Müller et Wachs ([7]) à la N-para-toluène sulfonyl-α-éthylpyrrolidine, F 76°,9 point de fusion que nous retrouvons exactement.

Malgré un désaccord avec Wolgemuth, en ce qui concerne le point de fusion de la diphényluréthane, l'identification du glycol obtenu avec l'hexanediol-1.4 semble donc bien établie.

Pour vérifier qu'il ne s'agissait pas de l'hexanediol-1.3 inconnu, et qui pourrait provenir de l'hydrogénation d'un α-vinyl β-hydroxytétrahydrofurane, j'en ait fait la synthèse en passant par son dérivé dibromé.

Dibromo-1-3 *hexane* $C^6H^{12}Br^2$. — $É_{14}$ 93-95°; n_D^{19} 1,5029; d_4^{19} 1,590; R. M., tr. 45,32, calc. 45,44. Par l'intermédiaire de la diacétine ce dibromohexane conduit à l'*hexanediol*-1.3, $C^6H^{14}O^2$, $É_{13}$ 123-123°4; n_D^{22} 1,4461; d_4^{22} 0,958; R. M., tr. 32,85; calc. 32,90; C % (Liebig), tr. 60,94; calc. 61,01; H %, tr. 12,17; calc. 11,87.

Diphényluréthane-F 99°,3 (tube). N % (Liebig), tr. 7,83; calc. 7,86. L'hydroxytétrahydrofurane que j'ai étudié ne conduit donc pas, par hydrogénation, à l'hexanediol-1.3, mais bien à l'isomère-1.4.

MINÉRALOGIE. — *Sur la présence et l'orientation du graphite dans les anthracites.* Note de M. LAURENT CAPDECOMME, présentée par M. Charles Mauguin.

Le graphite, plus ou moins orienté, a été mis en évidence dans les anthracites par les rayons X ([1]) et le microscope polarisant en lumière réfléchie ([2]). Les

([4]) *Ber. d. chem. Ges.*, 52, 1919, p. 1811.
([5]) *Comptes rendus*, 159, 1914, p. 82; et *Annales de Chimie*, 2, 1914, p. 428.
([6]) *Bulletin Soc. Chim.*, 5e série, 6, 1939, p. 1170.
([7]) *Monatsh. Chem.*, 53, 1929, p. 122.

([1]) H. G. TURNER et H. V. ANDERSON, *Ind. Eng. Chem.*, 23, 1931, pp. 811 à 815.
([2]) H. SCHNEIDERÖHN et P. RAMDHOR, *Lehrbuch der Erzmikroskopie*, 2, 1931, pp. 636-637.

examens en lumière polarisée peuvent fournir des résultats beaucoup plus précis, comme me l'a montré l'étude d'anthracites de provenances diverses : Fresnes (Nord), Chili, Swansea, Wilhesbarre (Alleghanys), Pensylvanie.

J'ai examiné des faces brillantes obtenues par clivage schisteux, les mêmes surfaces polies mécaniquement et des sections polies quelconques. Voici les résultats essentiels :

1° Le polissage mécanique ne modifie pas sensiblement les anisotropies : *on ne saurait donc attribuer celles-ci à des causes superficielles, mécaniques ou chimiques; elles sont bien liées à la structure interne du charbon.*

2°. Les sections d'anthracite ne montrent pas seulement des anisotropies locales sur des plages à contours bien définis et ayant les caractères optiques du graphite ([3]), mais encore des anisotropies d'ensemble, sur des masses parfaitement homogènes à l'échelle miscroscopique et, j'ai souvent noté une faible dispersion avec maximum d'anisotropie dans le jaune.

3° Les anisotropies ont des orientations liées à celles des compressions avec glissements qui, dans le charbon, ont provoqué la formation de clivages schisteux. A ce point de vue, elles donnent lieu aux constatations suivantes :

a. Les extinctions d'ensemble sont généralement *droites* par rapport aux traces d'un clivage schisteux important. Sur deux clivages importants qui se coupent, les extinctions sont généralement droites par rapport à l'intersection.

b. La direction privilégiée parallèle à un clivage porte toujours le pouvoir réflecteur *maximum* de la section.

c. L'intensité des anisotropies, variable sur une même section, dépend essentiellement de l'orientation de la section dans l'échantillon.

Sur quelques échantillons, les anisotropies d'ensemble atteignent 6°.

d. Sur une même section, les plus grandes anisotropies sont liées aux plus grands efforts. Exemple : Une section anisotrope d'un échantillon présente des microfailles. De part et d'autre de celles-ci, apparaît une légère variation d'anisotropie globale, mais aux extrémités des failles et, au contact d'impuretés servant d'obstacles, l'anisotropie est accrue dans des proportions considérables.

Conclusions. — La lumière polarisée met le graphite en évidence dans l'anthracite, non seulement en petits cristaux bien distincts, mais encore en éléments submicroscopiques noyés dans une masse généralement considérée comme amorphe. Ces sortes de germes ont nettement les propriétés du graphite : orientation suivant les plans de glissement du charbon, grande anisotropie avec maximum dans le jaune, extinctions droites et pouvoir réflecteur maximum suivant les traces des plans de glissement.

Sur chaque section, la direction principale présentant le pouvoir réflecteur maximum, indique une direction de glissement. Les plans d'anisotropie minima sont normaux à des directions de compression maxima. Cependant, les orien-

---

([3]) L. Capdecomme, *Bull. Soc. fr. Min.*, **66**, 1943, p. 79-104.

tation du graphite pouvant dépendre non seulement de l'intensité des compressions successives, mais encore de leur ordre dans le temps, les résultats de l'étude optique ne devront être utilisés que très prudemment pour établir l'histoire des actions mécaniques subies par l'anthracite.

Les causes précises de formation du graphite dans le charbon nous échappent, mais j'ai plusieurs fois noté que les cristallites définies étaient groupées en feuillets parallèles normaux à des directions de compression maxima. La formation du graphite suivie de son orientation semble avoir été déclenchée par les glissements suivant ces plans. Dans d'autres cas, plus rares, les cristallites sont massées en feuillets plans obliques par rapport à un clivage schisteux important; elles présentent alors des extinctions décrites par rapport à ce clivage certainement postérieur aux feuillets.

Sur les plages anisotropes homogènes, l'éclat maximum entre polariseurs croisés est évidemment influencé par la proportion de graphite dans le charbon. L'hypothèse la plus simple est que, pour une orientation donnée, l'éclat est proportionnel à la teneur en graphite. Il serait logique d'envisager l'application des mesures photométriques à la détermination du taux de graphitisation des anthracites préalablement broyés puis agglomérés de façon définie pour éliminer les effets des orientations dans les échantillons naturels.

GÉOLOGIE. — *Le rôle des décrochements dans la tectonique du Diois.* Note de M. **Jean Goguel**, présentée par M. Charles Jacob.

La tectonique de la partie méridionale de la Drôme présente une série de caractères particuliers qui confèrent à cette région une place à part dans le faisceau des chaînes subalpines, que soulignent déjà les contours géologiques des Feuilles de Die et du Buis au 80000, magistralement relevés naguère par Victor Paquier.

Entre les masses rigides de calcaire urgonien qui constituent, au Nord, le plateau du Vercors, plissé dans le sens Nord-Sud, et au Sud, la crête Ventoux-Lure, la fosse vocontienne comporte une série sédimentaire de faciès plus profond, essentiellement marneuse, au milieu de laquelle le Tithonique représente le seul niveau de calcaire résistant.

Comme dans les chaînes subalpines septentrionales, mais à l'inverse de ce qui se passe au Sud-Est, la dysharmonie qui a permis le plissement est due aux marnes oxfordiennes, et la série supra-oxfordienne participe seule aux plis visibles.

Au lieu de s'aligner parallèlement, ces plis dessinent une sorte de quadrillage; la majorité d'entre eux sont dirigés d'Est en Ouest, mais ils sont recoupés, suivant trois alignements principaux, par des anticlinaux nord-sud. Les synclinaux se trouvent ainsi découpés en une série de bassins où les couches sont horizontales sur une largeur très supérieure à celle des anticlinaux. Ceux-ci sont généralement aigus et, lorsqu'ils sont rompus, se déversent aussi bien

dans un sens que dans l'autre. Vers le Sud (Baronnies), les anticlinaux grossièrement E-W se raccordent obliquement en délimitant des cuvettes elliptiques.

L'étude de détail d'un certain nombre de failles nous a montré que les accidents subméridiens sont en réalité des décrochements, c'est-à-dire que les panneaux qu'ils séparent se sont déplacés l'un par rapport à l'autre, parallèlement à l'accident. Dans tous les cas, c'est la lèvre orientale qui s'est déplacée vers le Sud.

A l'Est, une faille nord-sud, qui va du Col Grimone au Col de Cabre, constitue le flanc occidental d'un anticlinal de même direction. Les plis qu'elle coupe ne se correspondent nullement à l'Est et à l'Ouest; il a donc dû y avoir déplacement relatif au moment des plissements.

Suivant l'axe de l'anticlinal nord-sud le plus important, situé au sud de Die, le décrochement affecte déjà l'extrémité du plateau urgonien de Vercors. Il s'y traduit par une faille accompagnée de broyages importants (plaine de la Cléry), bien que le rejet apparent vertical soit insignifiant. Au-dessus de Die, cet accident se prolonge par une série de lambeaux urgoniens redressés (aiguille de Die), pincés au milieu des marnes néocomiennes. Le décrochement est encore visible à la traversée de la corniche tithonique, puis il se perd dans les marnes oxfordiennes.

Plus au Sud, du village de Jonchères au Col de la Motte, une faille verticale Nord-Sud amène le Berriasien (à l'Est) au contact des marnes oxfordiennes. Immédiatement au sud de Jonchères, la faille est très visible, et comporte plusieurs mètres de calcaires broyés, avec des cannelures horizontales ou légèrement inclinées vers le Sud. Il s'agit donc bien encore d'une faille de décrochement.

Enfin, à l'est de la Motte-Chalancon, la Montagne d'Oule est formée par un synclinal de Crétacé supérieur, sur lequel est renversé le Tithonique du flanc méridional. Ce synclinal est coupé brusquement par une faille verticale, qui passe au village de Rottier, et se dirige de là vers le Sud-Ouest. Au delà de cette faille, on ne trouve que des marnes oxfordiennes sans trace de plissement. Le pli a donc, dès sa formation, été limité par la faille d'Oule, qui marque la suite du décrochement étudié précédemment.

Plus à l'Ouest, c'est une interprétation analogue qui rend le mieux compte du troisième alignement d'accidents nord-sud. L'anticlinal qui prend naissance près de Vercheny, sur la Drôme, est faillé à l'Est, et séparé au Sud par une région très disloquée (Rochefourchat) de l'anticlinal de Couspeau, également faillé. Plus au Sud, le prolongement du décrochement est constitué par un système de failles, qui limitent le gros anticlinal de la montagne d'Angèle. Près du défilé de Trente-Pas, l'extrémité du synclinal néo-crétacé de Dieulefit est décalée de 2^{km} vers le Sud. L'anticlinal de Condorcet, qui se termine assez brusquement au sud de l'Eygues, se raccorde avec l'extrémité de l'anticlinal du Buis, 5^{km} plus au Sud, par une étroite bande de marnes oxfordiennes, pincée entre différents termes du Crétacé, et que l'on doit considérer comme la trace d'un décrochement.

Ceci permet d'interpréter le quadrillage du Diois, dont les éléments méridiens sont des décrochements, qui limitent successivement les plis Est-Ouest. On s'explique ainsi pourquoi ces plis ne se prolongent pas en direction du Rhône, et comment la déviation locale, par rapport à l'ensemble de la chaîne alpine, dont témoignent leur direction, a été possible. Quant à la cause de cette déviation, on peut peut-être la chercher dans la préexistence de plis embryonnaires Est-Ouest, parallèles à ceux de la Provence, et datant de la même époque.

PALÉONTOLOGIE. — *Les Céphalopodes des couches à Poissons du Crétacé supérieur du Liban.* Note de M. **Jean Roger**, présentée par M. Charles Jacob.

Si les Poissons des gisements classiques du Liban (Hakel, Maifouk et Hadjoula pour le Cénomanien, Sahel-Alma pour le Sénonien) ont été rélativement étudiés, il n'en est pas de même pour les Invertébrés. Quelques espèces en ont été décrites, souvent sommairement, mais sans vue d'ensemble. En classant le matériel rapporté du Liban par M. C. Arambourg, j'ai pu apprécier la richesse en Invertébrés, et particulièrement en Céphalopodes, de ces calcaires fins, se délitant plus ou moins aisément en plaquettes. Grâce à MM. J. Piveteau et J. Viret, il m'a été possible d'étudier aussi des échantillons de l'École supérieure des Mines et du Muséum de Lyon.

Les Tétrabranchiaux sont représentés par 7 à 8 moules internes, écrasés et incomplets, d'un *Nautilus* sp., que Fraas (1) nommait *Ammonites Traskii* Gabb. Noetling (2) a soupçonné qu'il s'agissait d'un Nautile, ce qui est démontré par la trouvaille d'un *bec* en place sur un de mes échantillons.

Les Ammonoïdés sont très rares; ils ne figurent, de Sahel-Alma, que 7 à 8 moules internes ou externes, incomplets, d'une Ammonite que Fraas (3) nommait *cultratus* d'Orb., mais à rapporter à *Munericeras blanfordianus* (Stol.), détermination que Blanckenhorn et Diener avançaient avec un point d'interrogation (4).

L'intérêt du gisement réside essentiellement dans les Dibranchiaux.

L'ordre des Décapodes est le plus abondamment représenté. J'ai précédemment décrit (5), sous le nom de *Belemnoteuthis syriaca* n. sp., une grande forme de *Belemnoidea* à coquille régressée, provenant du Cénomanien de Hadjoula. Quelques fragments du calcaire de Maifouk peuvent sans doute être attribués à des rostres de cette espèce.

Dans le groupe des *Teuthoïdea* (Décapodes à allure de Calmars), la division des *Prototeuthoidea* est représentée par *Leptoteuthis syriaca* (Woodward) et *Geoteuthis sahel-almæ* (Fraas MS). La première espèce, signalée à Hakel, mais surtout abondante à Sahel-Alma, avait été décrite sous les noms de *Dorateuthis syriaca* et *Plesioteuthis Fraasi* par Woodward (6). La synonymie que j'adopte fut proposée par Naef (7) et se trouve basée sur l'examen de 7 empreintes en bon état, me permettant de reconstituer une *plume* très comparable à celle de *Leptoteuthis gigas* v. Meyer du calcaire de Solnhofen. *Geoteuthis sahel-almæ* n'était connue que par un seul exemplaire du Musée de Stuttgart (8). L'échantillon que je possède montre nettement les bords de l'alvéole s'étendant largement vers l'avant dorsalement; ce caractère me permet de la rattacher au genre *Geoteuthis*.

(1) *Orient*, 2, 1870, p. 353, pl. VI, fig. 4.

(2) *Zeits. d. d. geol. Gesel.*, 1926, p. 846.

(3) *Loc. cit.*, p. 353.

(4) D'après les échantillons que j'ai observés, il ne me paraît y avoir de doute que cette espèce du Sénonien du Sud de l'Inde existe à Sahel-Alma.

(5) J. Roger, *Acanthoteuthis* (*Belemnoteuthis*) *syriaca*, n. sp., Céphalopode Dibranche du Crétacé supérieur de Syrie (à l'impression dans le *Bull. de la Soc. Géol.*).

(6) *Geol. Magaz.*, Dec. 2, x, 1883, p. 1, pl. I; *Quarterly Journ.*, 52, 1896, p. 229, fig.

(7) *Die Fossilien Tintenfische*, 1922, p. 135.

(8) Naef, *loc. cit.*, p. 134, fig. 49 *c*.

La division des *Mesoteuthoidea* est également représentée par deux espèces : *Trachyteuthis libanotica* (Fraas) et *Palæololigo libanotica* (Naef). La première est signalée de Hakel et de Sahel-Alma. J'en possède deux exemplaires de cette dernière localité. Le genre voisin *Glyphiteuthis* Reuss se trouve dans le Crétacé supérieur de Bohême ([9]). Les deux exemplaires représentant *Palæololigo libanotica* me montrent clairement un prolongement assez important de leur *plume* vers l'avant, ce qui m'autorise à les placer dans le genre *Palæololigo* ([10]). Dans divers niveaux du Crétacé d'Amérique du Nord, il existe d'ailleurs des genres proches, *Ptiloteuthis* Gabb, *Phylloteuthis* Meek et Hayden et *Tusoteuthis* Logan.

Le calcaire de Sahel-Alma a livré l'ancêtre des Octopodes, *Palæoctopus newboldi* (Sow.). Jusqu'ici un seul exemplaire de cette importante espèce avait été décrit. J'ai pu en retrouver deux autres. Il s'agit d'un Céphalopode octopode avec coquille interne encore importante et possédant des nageoires. Sa signification au point de vue de la phylogénie des Octopodes fera l'objet d'une publication ultérieure.

Du Crétacé en général on ne connaît que très peu de gisements ayant fourni des Céphalopodes, en dehors des Nautiles, des Ammonites et des Bélemnites. Les localités signalées ne donnent le plus souvent qu'un nombre très restreint d'espèces et d'individus. Seul le Crétacé supérieur de Bohême ferait exception ([11]). Cependant cette dernière région est beaucoup moins riche que le Liban en Céphalopodes et n'offre avec lui que peu de rapports. Il convient de souligner le caractère mixte de la faune de Céphalopodes des calcaires à Poissons. Les formes indifférentes, comme les Nautiles, mises à part, nous y trouvons des groupes archaïques en train de s'éteindre, réunis à des formes au contraire ancestrales. Dans la première catégorie, signalons tout d'abord les *Belemnoteuthidæ* que l'on considérait comme se terminant dans le Jurassique supérieur. Les *Geoteuthidæ* connaissent leur maximum au Lias et n'avaient qu'un seul représentant dans le Jurassique supérieur. Les *Leptoteuthidæ* et surtout les *Trachyteuthis* et *Palæololigo* ont à un moindre degré cette signification de formes archaïques. *Palæoctopus* a par contre la signification d'une forme composite, d'où dérive tout l'ordre des Octopodes.

L'association d'éléments archaïques et de formes plus modernes se retrouve d'ailleurs dans la faune de Crustacés des mêmes gisements libanais ([12]).

PHYSIOLOGIE. — *Le rôle de l'association* adrénaline + vitamine C *et les manifestations de l'avitaminose* C. Note de M. **Philippe Joyet-Lavergne**.

Nous avons montré que, grâce à l'intervention de l'adrénaline, il est possible d'obtenir l'utilisation de la vitamine C pour augmenter le rythme des oxydations

---

([9]) Fritsch, *Misc. Palaeont.*, 2, 1910, p. 13.

([10]) Naef, *Beloteuthis libanotica* (*loc. cit.*), 1922, p. 146, fig. 54 *b*.

([11]) Fritsch, *Misc. Palæont.*, 2, 1910.

([12]) J. Roger. *Eryoneicus sahel-almæ*, n. sp., *Crustacé Décapode du Sénonien du Liban*. A l'impression dans le *Bull. du Muséum*. L'examen de l'ensemble de la faune carcinologique fera l'objet d'un travail ultérieur.

dans divers types de cellules ([1]). Pour savoir dans quelle mesure l'association *adrénaline + vitamine* C intervient dans la respiration, nous avons étudié d'autres types de tissus, en précisant, pour chacun d'eux, 1° le rôle de l'adrénaline, 2° le rôle de l'acide ascorbique, 3° le rôle de l'association *adrénaline + acide ascorbique*.

Un fragment microscopique de tissu vivant est partagé en 4 parties égales. Chacune de ces parties est placée dans une goutte de l'une des quatre solutions suivantes : 1° liquide de Ringer; 2° Ringer contenant 1/2000 d'adrénaline; 3° Ringer contenant 1/10000 d'acide ascorbique; 4° Ringer contenant 1/2000 d'adrénaline. Après un séjour de huit minutes, on ajoute une goutte d'eau à chacune des trois premières préparations et une goutte de solution d'acide ascorbique à 1/5000 à la quatrième. Dix minutes après on ajoute, à chacune des quatre préparations, la même quantité d'un leucodérivé et l'on suit la réoxydation du leucodérivé ayant pénétré dans les cellules, pour apprécier le pouvoir d'oxydation intracellulaire. La comparaison des préparations 1 et 2 permet de constater l'action de l'adrénaline, la comparaison des préparations 1 et 3 donne l'action de la vitamine C, la comparaison de la préparation 4 avec les diverses autres permet d'apprécier l'action de l'association *adrénaline + vitamine* C.

Le muscle de la pince de Crabe est étudié avec les leucodérivés des substances suivantes : phénosafranine, rouge neutre, bleu de crésyl et thionine. Chacun des 7 Crabes étudiés est examiné avec deux ou plusieurs leucodérivés. Six individus donnent des résultats semblables : l'adrénaline, d'une part, l'acide ascorbique, d'autre part, n'ont aucune action sur les oxydations, mais, dans chaque cas, l'association *adrénaline + vitamine* C augmente nettement le pouvoir d'oxydation des cellules. Pour le septième individu, l'adrénaline a une action nulle, l'acide ascorbique donne une stimulation nette des oxydations; l'association *adrénaline + vitamine* C a, alors, le même effet que l'acide ascorbique seul.

Divers organes de Triton sont étudiés avec les leucodérivés des substances suivantes : bleu de crésyl, bleu de Nil, phénosafranine, rouge neutre. Deux individus, ayant subi une alimentation normale, donnent les résultats suivants pour les trois types de tissus étudiés; cellules musculaires de la queue, cellules de l'encéphale et cellules du muscle cardiaque : l'adrénaline augmente nettement le pouvoir oxydant des cellules; l'acide ascorbique n'a aucune action; l'association *adrénaline + acide ascorbique* se comporte comme l'adrénaline. Chez un individu ayant subi 5 jours de jeûne, les tissus suivants ont été examinés : cellules de l'intestin, cellules hépatiques, cellules de l'encéphale. La présence de l'adrénaline augmente faiblement le pouvoir d'oxydation pour les deux premiers tissus, son action est nulle sur les cellules nerveuses. L'acide ascorbique n'a aucune action. Dans tous les cas l'association

---

([1]) Ph. Joyet-Lavergne, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 327.

adrénaline + acide ascorbique produit une stimulation nette du pouvoir d'oxydation.

Les tissus des Oiseaux ont été étudiés avec le leucodérivé du bleu de crésyl et le leucodérivé de la phénosafranine. Chez un jeune Coq, l'adrénaline augmente faiblement le pouvoir oxydant des cellules de l'encéphale, son action est nulle sur les cellules musculaires de l'aile; l'acide ascorbique stimule nettement l'oxydation dans les deux cas; l'association *adrénaline + acide ascorbique* a le même effet que l'acide ascorbique seul. Sur le tissu musculaire de l'aile et sur les cellules de l'encéphale, chez la Pintade, l'adrénaline augmente le pouvoir oxydant, l'acide ascorbique est sans action, l'association *adrénaline + acide ascorbique* a une action de stimulation nettement supérieure à celle de l'adrénaline.

En résumé l'adrénaline agissant seule, l'acide ascorbique agissant seul présentent des actions qui sont variables suivant les tissus et suivant les individus, tandis que, dans tous les cas, l'association *adrénaline + acide ascorbique* augmente le pouvoir oxydant intracellulaire. Cette stimulation est, dans la plupart des cas, supérieure à celle de chacun des catalyseurs agissant séparément. Elle existe même si aucun des deux catalyseurs ne présente d'action nette. Si, toutefois, l'un des catalyseurs a une action particulièrement intense, son action n'est pas renforcée d'une façon visible par l'adjonction de l'autre. En rapprochant ces résultats de ceux décrits antérieurement ([1]), on arrive à cette conclusion : *L'adrénaline et la vitamine C agissent en collaboration; leur association constitue un des chaînons des catalyses d'oxydation de la cellule vivante. Chacun des deux catalyseurs ne donne son maximum d'action que si la cellule est pourvue d'une quantité suffisante de l'autre.*

Il existe deux manifestations de l'avitaminose C, la très forte diminution de l'action du sympathique ([2]) et l'hyperadrénalinogenèse ([3]) dont l'interprétation paraît relever des conclusions ci-dessus. La diminution de l'action du sympathique est la conséquence d'un affaiblissement de l'activité de l'adrénaline par suite de l'absence de son collaborateur, la vitamine C. L'hyperadrénalinogenèse qui se manifeste alors semble être due à une réaction de compensation de l'organisme. Inversement, si l'administration prolongée de doses massives de vitamine C augmente la sensibilité d'un organisme à l'action de l'adrénaline ([4]), c'est parce que l'abondance de vitamine C place l'hormone dans des conditions favorables à son maximum d'action.

Les hormones et les vitamines sont des agents importants de la vie cellulaire ([5]), les résultats apportés ci-dessus font apparaître un des aspects des rapports qui existent entre ces deux sortes de catalyseurs.

([2]) J. LOPEZ-LOMBA, *Thèses de Science*, Paris, 1923.

([3]) A. GIROUD et M. MARTINET, *Bull. Soc. Chim. biol.*, **23**, 1941, p. 456.

([4]) ST. MOLNAR und J. FRIDRICH, *Klin. Woch.*, **20**, 1941, p. 1079.

([5]) PH. JOYET-LAVERGNE, *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 1130; **210**, 1940, p. 259; **212**,

ENDOCRINOLOGIE. — *L'action de la glande du sinus sur l'ovaire chez la Crevette* Leander. Note de M. **Jean Panouse**, présentée par M. Charles Pérez.

J'ai pu montrer, dans une précédente Note, que l'ablation du pédoncule oculaire amenait, chez *Leander serratus*, un accroissement rapide de l'ovaire des Crevettes ainsi aveuglées. J'émettais alors l'hypothèse d'une intervention de la glande du sinus dans ce phénomène. Les expériences suivantes m'ont apporté la confirmation de cette manière de voir.

Les conditions de milieu ayant changé depuis la première série d'expériences (en particulier, la température de l'eau est tombée à 6-8°C.), il a été nécessaire de déterminer deux courbes témoins grâce aux animaux des lots N (normaux) et A (aveugles par ablation du pédoncule oculaire). Ces courbes ont sensiblement la même allure que celles données dans la Note précédente, mais leur pente est moins forte.

Les Crevettes du lot G sont aveuglées comme celles du lot A, mais elles reçoivent un implant abdominal de glande du sinus. Celle-ci est prélevée sur un pédoncule oculaire excisé et disséqué, puis introduite dans la musculature abdominale, à travers une boutonnière pratiquée dans le tégument. Il n'y a pas greffe véritable, mais seulement opothérapie et il est nécessaire de recommencer l'implantation tous les huit jours environ. L'effet des implants est extrêmement net : les points obtenus définissent la courbe G qui traduit un accroissement à peu près nul et, en tous cas, nettement inférieur à celui des ovaires normaux (courbe N). La glande du sinus doit donc être considérée comme la source d'une substance qui bloque le développement de l'ovaire.

C'est également la conclusion que l'on peut tirer d'une autre expérience (courbe O) : la glande fut excisée grâce à une opération chirurgicale sur l'œil intact de Crevettes préalablement éborgnées. Les résultats sont moins nets car l'opération très délicate, comporte un certain nombre d'insuccès. Cependant la courbe O, qui tient compte de tous les points, est intermédiaire entre les courbes N et A, mais plus proche de cette dernière. D'ailleurs les points individuels se répartissent assez exactement sur la courbe N (opérations non réussies) ou sur la courbe A (opérations réussies). Comme même lorsque l'opération est manquée, la plus grande partie de la glande a été enlevée, il semble que, comme chez les Vertébrés, la présence d'un fragment d'organe suffise à assurer l'intégrité de la fonction.

Enfin, dans un troisième lot de Crevettes dont les yeux furent vernis, les ovaires eurent une croissance normale (courbe V confondue pratiquement avec N). Comme ces animaux possèdent des chromatophores étalés, on peut

---

1941, p. 726; **213**, 1941, p. 406; **214**, 1942, p. 685; **215**, 1942, pp. 306 et 384; *C. R. Soc. Biol.*, **129**, 1938, p. 916; **130**, 1939, pp. 962 et 1166; **131**, 1939, p. 177; **134**, 1940, pp. 25 et 338.

conclure que l'hormone sexuelle diffère de l'hormone chromactive, puisqu'elle continue à être sécrétée alors que la seconde n'est plus déversée dans le sang.

Au sujet des expériences d'implantation dans les aveugles, je dois encore

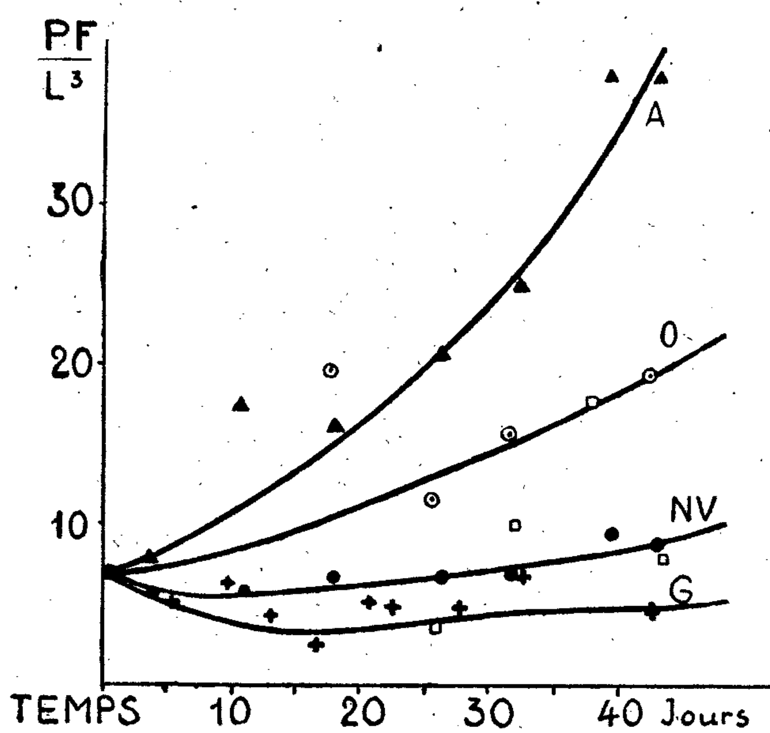


Fig. 1.

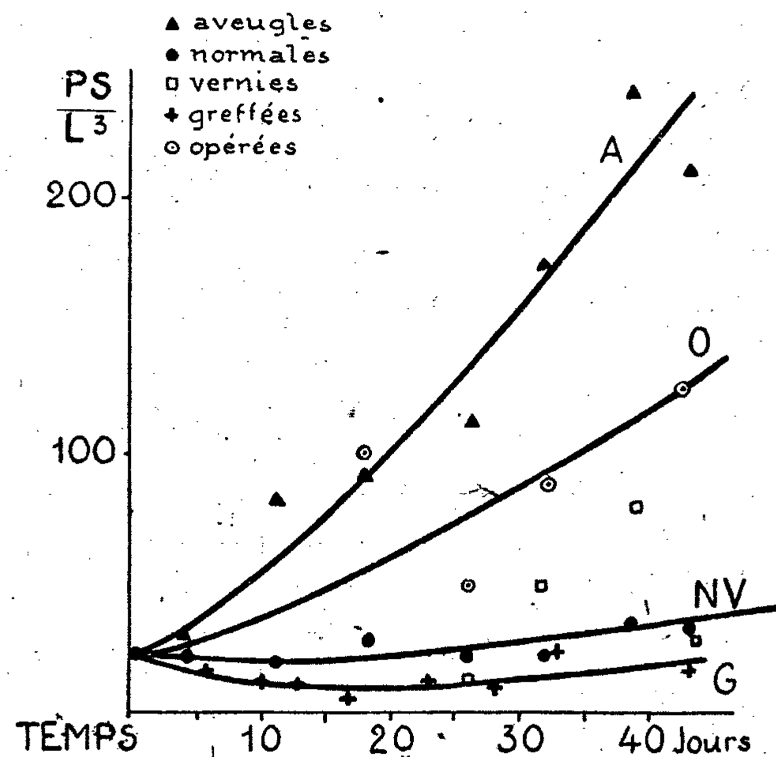


Fig. 2.

signaler que les glandes extraites de pédoncules oculaires de crevettes mâles sont aussi actives sur le développement de l'ovaire que celles provenant de femelles. En outre, cette inhibition semble pouvoir se produire à n'importe quel stade car une grande femelle dont l'ovaire occupait déjà tout le céphalothorax lors de la première implantation, n'a pondu qu'au bout de 47 jours, soit 40 jours après les témoins.

Les expériences que je viens de signaler apportent la preuve que la glande du sinus constitue bien un organe endocrine à activité sexuelle. Cependant la maturation de l'ovaire peut ne constituer que le phénomène le plus apparent d'une augmentation générale de la vitesse de croissance des organes et cela pourrait alors expliquer la fréquence accrue de la mue après ablation des pédoncules oculaires. Des recherches en cours nous permettront peut-être d'élucider ce problème et de préciser le mécanisme d'action de l'hormone sur l'ovaire.

RADIOBIOLOGIE. — *Étude expérimentale de la loi de réciprocité dans l'effet biologique primaire des radiations.* Note de M. **Raymond Latarjet**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Pour élucider certaines questions relatives à l'effet primaire des radiations, j'ai recherché si le *temps* influence différemment des phénomènes proches les uns des autres, mais consécutifs à des nombres d'impacts *n* différents. Il importe de prendre pour test des effets biologiques non réversibles, afin que des réparations tardives ne viennent pas masquer ce qui se rapporte à l'effet primaire. J'ai choisi : 1° l'arrêt de la multiplication du Bacille paradysentérique Y 6 R soumis à des rayons X ($n=1$) et U. V. ($n=5$);

2° la mort différée de la levure *S. ellipsoïdeus* soumise aux mêmes rayonnements ($n=2$ et $n=10$). La technique bactériologique, les déterminations des nombres n et des taux N/N_0 des individus irradiés non lésés ont été déjà décrites ([1]).

Une variation de N/N_0 dans une série de préparations identiques soumises à la même dose ($d=i.t$) en des temps différents, traduirait un écart vis-à-vis de la réciprocité. Un écart éventuel est d'autant mieux mis en évidence que l'intervalle parcouru des intensités et des temps est plus grand. Grâce à des sources puissantes et à une grande stabilité des préparations mises en milieux appropriés et maintenues pendant les poses à une température inférieure à 10° ([2]), j'ai pu étendre cet intervalle jusqu'à 5400. Chaque expérience a été répétée un certain nombre de fois. Au total, les numérations ont porté sur 125000 colonies, pour le Bacille, et sur 36000 colonies et individus, pour la Levure. L'écart standard de probabilité sur N/N_0 a été ainsi réduit à environ 1 % ; l'erreur provenant du dosage (dose définie à 1 % près) était du même ordre. Voici la moyenne des résultats.

Bacille dysentérique Y6R. — *Levure* S. ellipsoïdeus.

Rayons X.

I. λ0,71 Å ($n=1$) dose 4000 r.

t secondes.	i r/minute.	i relative.	N/N_0 %.
2880...	83,4	1	54,1
110...	2180	18,4	55,3
6...	40000	480	53,1

III. λ1,54 Å ($n=2$) dose 8000 r.

t secondes.	i r/minute.	i relative.	N/N_0 %.
3480...	135	1	61,1
102...	4600	34,1	59,2
3...	157000	1160	60,0

Rayons U. V. ([a]) λ2537 Å.

II. ($n=5$) dose 225 ergs/mm².

t secondes.	i ergs/mm²/s.	i relative.	N/N_0 %.
2700...	0,08	1	49,6
315...	0,71	8,6	50,0*
270...	0,83	10	50,0
87...	2,6	31	50,7*
27...	8,3	100	47,0
4,7.	48	574	46,4*
2,7.	83	1000	46,5
0,5.	450	5400	47,1*

IV. ($n=10$) dose 700 ergs/mm².

t secondes.	i ergs/mm²/s.	i relative.	N/N_0 %.
2500...	0,28	1	51,4
315...	2,24	8	51,3*
250...	2,80	10	51,5
87...	8,05	28,7	51,0*
25...	28	100	51,6
4,7.	149	532	52,8*
0,5.	1400	5000	49,8*

([a]) Deux sources U. V. ont été utilisées : radiation 2537 Å d'une lampe Gallois à basse pression, et rayonnement total d'un brûleur Biosol dont j'avais préalablement déterminé la distribution spectrale énergétique. Grâce à la connaissance des coefficients d'efficacité monochromatique, l'activité de chaque radiation de ce rayonnement complexe peut être rapportée à celle de la radiation 2537 Å sous l'intensité indiquée. Les irradiations faites avec le Biosol sont marquées d'une astérisque.

([1]) R. LATARJET, *Ann. Inst. Pasteur*, **69**, 1943, p. 205; **70**, 1944 (sous presse).

([2]) La plupart des expériences ont été effectuées au cours des trois derniers hivers, dans une pièce aérée.

Dans les quatre expériences la réciprocité est satisfaite. Dans l'expérience II seulement, on peut trouver une faible variation ondulante dans le genre de celle que Sievert et Forssberg ont publiée ([3]). Mais son absence dans l'expérience IV porte à l'attribuer à des causes expérimentales. On ne constate pas, en particulier, la baisse d'efficacité paradoxale signalée pour les très fortes intensités ([4]) et qui semble exister dans l'effet photographique ([5]).

A la suite de Lea ([6]), les auteurs prévoient généralement la réciprocité dans les cas où $n = 1$, phénomène primaire de tout ou rien, et des écarts possibles dans les cas où $n > 1$, l'effet primaire exigeant une sommation d'effets partiels qui peuvent être réparables. L'expérience I confirme cette prévision pour $n = 1$, en accord avec ce qui a été observé sur les mutations de la Drosophile ([7]) et sur l'inactivation d'un bactériophage ([8]). En revanche les expériences II, III, IV montrent qu'ici les effets partiels des impacts ne se réparent pas ([9]). Or, étant donnée la durée très brève des excitations, s'il s'agissait d'une sommation d'excitations jusqu'à un certain niveau seuil de l'effet primaire, l'influence du facteur temps serait manifeste. *Ce ne sont donc pas les excitations qui s'additionnent, mais les réactions photochimiques qu'elles entraînent. Il y a réciprocité ou écart suivant que ces réactions sont définitives ou non.* Dans les cas présents, où l'action intéresse la chromatine, ces premières lésions semblent irréparables. Inversement, les écarts fréquemment observés doivent être attribués à des *réparations biologiques* intéressant des phases postérieures au processus physique d'absorption du rayonnement.

Ces considérations appliquées aux expériences III et IV montrent enfin qu'un quantum aussi faible que 4 à 5 eV entraîne une réaction photochimique dans la zone sensible nucléaire. Ce fait limite le nombre des réactions plausibles et permet de prévoir, pour certains objets, des courbes de lésions exponentielles avec les rayons U. V.

La séance est levée à 16h15m.

L. B.

([3]) *Acta Radiologica*, **12**, 1931, p. 593.
([4]) R. Sievert et A. Forssberg, *Acta Radiologica*, **17**, 1936, p. 290.
([5]) C. H. Evans et E. Hirschlaff, *J. Opt. Soc. Amer.*, **29**, 1939, p. 164.
([6]) *Brit. J. Rad.*, **11**, 1938, p. 489.
([7]) T. W. Timofeeff-Ressovski, *Mécanisme des mutations*, Paris, 1939.
([8]) R. Latarjet, *Ann. Inst. Pasteur*, **68**, 1942, p. 561.
([9]) Même observation dans l'action des rayons X sur l'œuf de Drosophile (H. Langendorff et K. Sommermeyer, *Strahlentherapie*, **67**, 1940, p. 120).

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 21 FÉVRIER 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie la mort de M. **Joseph Bethenod**, survenue ce jour, à Paris.

M. **Louis de Broglie** rappellera ses principaux travaux.

La séance est levée en signe de deuil.

HISTOIRE DES SCIENCES. — *Sur la première introduction de quelques plantes cultivées en Normandie, d'après le* Journal du Sire Gilles de Gouberville (1549-1562). Note de M. **Auguste Chevalier.**

Tous les historiens qui étudient le passé de la Normandie connaissent le *Journal du Sire de Gouberville* (¹). C'est un manuscrit précieux (publié depuis 50 ans) qui fournit des renseignements sur la vie en Basse-Normandie au XVIe siècle. L'une des parties, qui va de 1557 à 1562, fut découverte par l'abbé Tollemer dans une bibliothèque privée de la Manche, vers 1867; l'autre partie, la première en date, qui s'étend de 1549 à 1552, fut trouvée ensuite dans le chartrier de Saint-Pierre-Église (Manche) et mise à jour par le comte A. de Blangy. L'ensemble du manuscrit a été publié, en deux forts volumes, dans les Mémoires de la *Société des Antiquaires de Normandie* en 1893 et en 1895. Le Sire Gilles de Gouberville (1521-1578) était un gentilhomme campagnard, lieutenant des eaux et forêts, résidant sur la terre du Mesnil-au-Val en la vicomté de Valognes. Le manuscrit n'était pas destiné à être publié; c'est une sorte de livre de raison, un memento, comme nous dirions aujourd'hui, où le sire de Gouberville a noté jour par jour tout ce qu'il avait fait, toutes ses dépenses, tous ses déplacements. Ce *Journal*, qui s'étend de 1549 à 1562, relate le plus souvent des faits d'une minime importance. Si on a le courage de le lire jusqu'au bout, on constate qu'il fournit une foule de données sur l'état

---

(¹) *Journal manuscrit du Sire de Gouberville et du Mesnil-au-Val, gentilhomme campagnard au Cotentin de* 1553 *à* 1562, vol. in-8°, Valognes, 1872.

social du pays à l'époque où il a été rédigé. Il nous renseigne aussi sur la situation de l'Agriculture dans la Basse-Normandie au XVIe siècle, et cela nous est d'autant plus précieux que le *Journal* a été rédigé environ 50 ans avant la publication du *Théâtre de l'Agriculture* d'Olivier de Serres (1600). Or Gilles de Gouberville, d'après ses notes, avait l'esprit tout aussi progressif que le Seigneur du Pradel. Ce n'est donc pas seulement dans le Midi que l'Agriculture se perfectionnait. Le Seigneur de Gouberville nous montre, sans le faire exprès, qu'en Normandie au XVIe siècle on améliorait aussi les techniques agricoles et l'on s'intéressait à des plantes nouvellement introduites qui allaient bientôt se répandre. L'Agriculture pratiquée par Gouberville et par Olivier de Serres est plus qu'une renaissance; avec ces deux excellents cultivateurs nous assistons à la naissance de l'Agriculture moderne, qui s'épanouira au XIXe siècle et qui laisse loin derrière elle celle de Varon et Columelle. Certaines des plantes citées dans le *Journal de Gouberville* n'avaient pu encore être identifiées, les appellations que leur donne Gouberville étant inconnues des historiens. Nous avons cru utile de combler cette lacune et nous attirons en même temps l'attention sur la provenance probable de certaines de ces plantes, introduites depuis moins d'un siècle en France quand le Sire normand les mentionna, ou même nouvelles pour la France. Son *Journal* est le premier document qui signale en Normandie les espèces qui suivent :

Sainfoin. — Gouberville le désigne sous le nom de *Coqueraye*. Le 9 avril 1562, il écrit : « Je fys semer de la Coqueraye aux Croultes »; l'abbé A. Tollemer, commentateur du manuscrit, avoue n'avoir pu identifier cette plante, Le Sainfoin se nomme *Cock's head* (Tête de coq) en anglais, *Coqueraye* est une déformation de ce mot. C'est la preuve aussi que le Sainfoin est venu d'Angleterre en Normandie. Le Sainfoin (*Onobrychis sativa*) avait dû être apporté d'Espagne en Angleterre peu de temps auparavant. Le *Journal de Gouberville* est le plus ancien document qui fasse mention de cette culture en France. Olivier de Serres l'indique en 1600 sous le nom d'*Esparcet*, comme cultivé depuis peu en Dauphiné. C'est seulement au XVIIIe siècle qu'il a commencé à se répandre en France et qu'il a pris le nom de *Sainfoin*; cette dernière appellation avait été donnée jusqu'à ce moment à la Luzerne, encore inconnue au XVIe siècle en Normandie. En somme, Gouberville cultiva, et cela était nouveau en Normandie, une prairie artificielle de Légumineuse vivace.

Le Melon. — Le 19 août 1549, Gouberville note sur son *Journal* : « Le lundi 19e, dès le matin je fus à Cherbourg, j'achatte de Carreleur un quartier de bœuf 25 sols; sa femme me donna ung Ponpon, une Cytrole et une Rave ». Carreleur était boucher de son métier. Le *Ponpon*, la *Cytrole* et la *Rave* provenaient, je suppose, de son jardin. Les produits cités devaient être rares et nouveaux puisqu'on les offrait en cadeau.

Ce mot *Ponpon*, dans le vieux français du XVIe siècle, est synonyme de Melon. Grégoire écrit que « nous devons probablement les Melons aux conquêtes de

Charles VIII en Italie; ils devinrent par la suite communs en France et furent en 1586 l'objet d'un traité de Jacques de Pons qui les croit venus primitivement d'Afrique en Espagne et en Italie. En 1549 le Melon était bien une nouveauté, même dans le Midi de la France, puisque Olivier de Serres écrit qu'il était inconnu de nos prochains pères grands ».

La Rave de Gouberville. — Le mot *Rave* désigne aujourd'hui tantôt une variété de Navet, tantôt le gros Radis noir ou même le Chou-rave (Rutabaga). Il ne peut s'agir ici du navet; Gouberville en cultivait des champs entiers (il les nomme *Naveaulx*); il n'avait donc pas besoin qu'on lui en donne; quant au Radis-rave ou Raifort et au Chou-rave, ils n'étaient pas encore introduits chez nous. Nous nous sommes demandé ce qu'était la Rave de Cherbourg, si précieuse qu'on n'en offrait qu'une seule. Il n'existait qu'une plante à cette époque, introduite depuis peu en France, qui nous semble pouvoir répondre à cette appellation, c'est la *Betterave*. Ce nom n'existait pas encore; le mot Betterave a été employé pour la première fois par Olivier de Serres en 1600: « Une espèce de pastenade (Panais ou Carotte) est la betterave laquelle nous est venue d'Italie n'a pas longtemps; c'est une racine fort rouge, assez grosse, dont les feuilles sont des bettes ». Il s'agit bien entendu de la Betterave de jardin, car la Betterave fourragère ne devait apparaître chez nous qu'à la fin du XVIIIe siècle.

La Citrouille. — Le nom *Cytrole* désigne sans nul doute la Citrouille (*Cucurbita maxima*) introduite d'Amérique après la découverte du Nouveau Monde en 1492. Gouberville en cultivait lui-même, puisque le 19 octobre 1556 « il envoyet porter des Cytroles » à son beau-frère.

Olivier de Serres écrit que l'engeance des Citrouilles « nous est venue du royaume de Naples et d'Espagne, de différentes espèces dont les aucunes sont de monstrueuse grosseur et pesanteur ».

Des botanistes pensent que la Citrouille fut introduite en France à la suite de la campagne de Charles VIII dans le royaume de Naples en 1493.

La Citrouille, originaire d'Amérique, était passée par l'Italie avant d'arriver chez nous, et il avait suffi de moins de cinquante ans pour qu'elle arrivât dans le Cotentin.

Deux autres plantes, originaires aussi d'Amérique, ne sont pas citées dans le *Journal* : la Pomme de terre et le Haricot. Elles n'étaient pas encore introduites dans le Cotentin à l'époque de Gouberville. Pour la Pomme de terre, il semble qu'elle nous est venue en Normandie d'Angleterre où elle était cultivée en 1634. Elle n'est arrivée dans le Nord-Ouest de la France qu'au XVIIIe siècle, et elle porta longtemps le nom de *Patate*, dérivant sans doute du nom anglais *Potato*.

Quant au Haricot, le Dr F. Gidon croit qu'il est arrivé en France, d'après un poème italien, dans la corbeille de mariage de Catherine de Médicis quand elle vint épouser Henri II; l'auteur du poème recommandait à Alexandre de Médicis de donner à sa sœur des graines de Haricot, cultivé dès 1533 dans

certains monastères italiens, afin, dit le poème, « d'en béatifier les rives de la Loire ». Il y eut probablement plusieurs introductions, car en Normandie on désigne le Haricot sous le nom de *Pois de mer*, ce qui semble indiquer qu'il nous est venu directement d'Amérique par voie maritime.

L'Artichaut. — Gouberville faisait cultiver des Artichauts dans son jardin du Mesnil-au-Val. Le 17 juin 1552 il note en effet : « Le vendredi 17, Symonnet (c'est son frère) fut à Gonneville porter à Mons le Vicomte des artichaulz ».

L'Artichaut devait encore être une très grande rareté en France à cette époque. Les Artichauts, rares du temps de Pline et qui paraissent indigènes dans l'Andalousie, avaient été ensuite abandonnés. Hermelao Barbora raconte qu'en 1473 à Venise, ils parurent une nouveauté. Vers 1466, ils avaient été portés de Naples à Florence, d'où selon Ruel, ils passèrent en France au commencement du XVI[e] siècle. C'est sous Henri VIII qu'ils arrivèrent en Angleterre ([1]).

Olivier de Serres citait aussi l'Artichaut comme d'introduction récente en France. Arthur Thomas rapporte qu'on en servait aux repas somptueux de Henri III, qui régna à partir de 1574.

Les quatre dernières plantes que nous venons de citer, même la Citrouille, originaire d'Amérique, provenaient certainement d'Italie. Par quelles voies étaient-elles arrivées dans le Cotentin? Peut-être avaient-elles été apportées par les soldats des campagnes en Italie de Charles VIII ou de François I[er], à moins qu'elles n'aient été introduites par les Italiens attirés à Blois par Catherine de Médicis.

Le Lin sauvage. — Gouberville cultivait sur une grande échelle le Lin et le Chanvre, ce qui n'a rien de surprenant, puisque ces deux plantes textiles étaient déjà connues à l'époque gauloise, et leur culture a persisté en Normandie jusqu'à nous. Mais il est aussi question dans le *Journal*, d'un Lin sauvage. Il écrit le 8 avril 1552 : « Je fis semer dès le matin du lin sauvage et du tremoys (Blé de printemps) »; deux ans auparavant il avait reçu des graines de « Lin saulvage » de sa sœur qui vivait dans la Hague.

Nous nous sommes demandé de quelle plante il pouvait bien s'agir.

Dans la région de Cherbourg, on désigne de nos jours sous le nom de *Lin sauvage*, le *Linum obtusifolium* Huds., spontané et commun sur les coteaux au bord de la mer. Il s'agit sans doute de cette espèce qui n'atteint à l'état sauvage que 2 à 3[dm] de haut. Ce n'était donc pas comme textile qu'il l'ensemençait, mais probablement afin d'en récolter les graines pour l'usage médicinal interne.

Les autres plantes cultivées citées dans le *Journal de Gouberville* sont des espèces identifiées depuis longtemps et dont l'histoire est bien connue.

([1]) GRÉGOIRE, *Essai historique sur l'état de l'Agriculture au* XVI[e] *siècle. Introduction au Théâtre de l'Agriculture, d'Olivier de Serres*, édition de 1804, in-8°, 1.

DYNAMIQUE DES MACHINES. — *Définition d'un quasi-équilibrage statique et dynamique.* — Note de M. **Maurice Roy**.

I. La définition classique de l'*équilibrage parfait* d'une machine revient à spécifier que la résultante (équilibrage statique) et le moment résultant (équilibrage dynamique) des forces d'inertie de tous ses organes mobiles sont identiquement nuls.

Pour l'équilibrage dynamique, cette définition implique un état de *régime* établi, que l'on caractérise par une rotation uniforme de l'arbre principal, dont le mouvement commande celui de tous les autres organes mobiles.

Dès que certains organes sont animés d'un mouvement autre qu'une telle rotation, cette définition ne peut être satisfaite rigoureusement. En outre, pour un moteur alternatif et polycylindrique par exemple, on sait qu'un équilibrage statique rigoureux (immobilité du centre de gravité) est déjà, en général, irréalisable.

Puisque l'équilibrage n'est le plus souvent réalisé que d'une manière *approchée*, il paraît désirable d'introduire la notion d'un *quasi-équilibrage* dont la présente Note propose une définition et signale l'intérêt dans l'étude des vibrations.

II. On fait abstraction de la déformabilité de tous les organes, fixes et mobiles, de la machine. Le *mouvement propre* des organes mobiles se définit par rapport au stator rigide et l'on suppose l'arbre principal en rotation uniforme. On désigne par G′ le centre de gravité *instantané* de la machine, par G sa position moyenne par rapport au stator (moyenne dans le temps pour les diverses positions angulaires de l'arbre principal en rotation uniforme). On prend pour axes de référence un trièdre mobile $Gxyz$ lié au stator et l'on note (a', b', c') les coordonnées de G′, (x, y, z) celles du centre d'un élément δm de la machine.

On dit que la machine est :

statiquement quasi-équilibrée, si (a', b', c') et leurs dérivées premières et secondes sont petites, du premier ordre au moins (la course l d'un piston et la période T du mouvement de régime, par exemple, définissent ici une longueur et un temps finis);

dynamiquement quasi-équilibrée, si toutes les grandeurs à variation périodique telles que $\int \delta m x\, dx/dt$ et $\int \delta m x\, dy/dt$ (avec permutation des x, y, z) sont à variations petites, du premier ordre au moins, par rapport à leurs valeurs moyennes.

Le *premier ordre* ainsi considéré définit l'*approximation du quasi-équilibrage* réalisé.

III. L'estimation de ce degré de précision présente un intérêt pratique car, faute de définition appropriée, on raisonne en général comme si l'équilibrage parfait était réalisé, et l'on se place ainsi dans des conditions par trop idéales.

Cet intérêt apparaît, notamment, lorsqu'il s'agit d'étudier les *vibrations* d'une machine fonctionnant en régime sur des appuis déformables et doués, en première approximation, des propriétés classiques d'élasticité et d'amortissement.

On définit alors un état d'équilibre de référence (d'indice zéro), dans lequel la machine est immobile sur ses appuis, ses organes mobiles étant bloqués dans une configuration arbitraire de référence et les actions extérieures autres que les réactions des appuis se réduisant à son poids $\overline{\mathrm{P}}$ et à la valeur moyenne pendant la période $\overline{\Gamma_{em}}$ du couple résistant que le récepteur exerce en régime sur l'arbre principal. Le mouvement d'entraînement de la machine est défini par les coordonnées linéaires (a, b, c) et angulaires (α, β, γ) du trièdre fixe $\mathrm{G}_0 x_0 y_0 z_0$ (position de $\mathrm{G}xyz$ dans l'équilibre de référence) par rapport à $\mathrm{G}xyz$. Envisageant les ***petites vibrations***, on suppose (a, b, c, α', β', γ') petits, ainsi que leurs dérivées premières et secondes.

Par rapport aux axes $\mathrm{G}xyz$, on note ($\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z}$, $\mathfrak{L}$, $\mathfrak{M}$, $\mathfrak{N}$); (X_e, ..., N_e) les composantes de la résultante et du moment résultant des réactions des appuis, et des actions extérieures agissant sur la machine (ces dernières supposées réduites au poids $\overline{\mathrm{P}}$ et au couple résistant $\overline{\Gamma}_e$).

Pour tenir compte de l'élasticité et de l'amortissement des appuis, on met ($\mathfrak{X}$, ..., $\mathfrak{N}$) sous la forme

$$(1)\quad \begin{cases} \mathfrak{X} = \mathfrak{X}_0 \left[1 + a \dfrac{\lambda^2_{\mathrm{X}_a}}{g} + \dfrac{da}{dt} \dfrac{2\mu_{\mathrm{X}_a}}{g} + \ldots + l\gamma \dfrac{\lambda^2_{\mathrm{X}_\gamma}}{g} + l \dfrac{d\gamma}{dt} \dfrac{2\mu_{\mathrm{X}_\gamma}}{g_\Gamma} \right]; \ \ldots; \ \ldots; \\ \mathfrak{L} = \mathfrak{L}_0 \left[1 + a \dfrac{\lambda^2_{\mathrm{L}_a}}{g} + \dfrac{da}{dt} \dfrac{2\mu_{\mathrm{L}_a}}{g} + \ldots + l\gamma \dfrac{\lambda^2_{\mathrm{L}_\gamma}}{g} + l \dfrac{d\gamma}{dt} \dfrac{2\mu_{\mathrm{L}_\gamma}}{g} \right]; \ \ldots; \ \ldots; \end{cases}$$

les 72 coefficients λ_{X_a}, μ_{X_α} (avec permutation des indices X, Y, Z, L, M, N et a, b, c, α, β, γ) étant positifs, inverses du temps et caractérisant l'élasticité et l'amortissement des appuis complexes à l'égard de chaque composante ($\mathfrak{X}$, ..., $\mathfrak{N}$) de réaction et de chaque déplacement (a, ..., γ).

Par l'hypothèse du ***quasi-équilibrage***, et ω désignant la pulsation fondamentale du régime, les ***équations différentielles des vibrations*** de la machine, équations limitées aux termes du premier ordre, s'écrivent finalement :

$$(2)\quad \begin{cases} \dfrac{d^2 a}{dt^2} - \left(\dfrac{da}{dt} 2\mu_{\mathrm{X}_a} + \ldots + l \dfrac{d\gamma}{dt} 2\mu_{\mathrm{X}_\gamma} \right) \varepsilon_{\mathrm{X}_0} - (a\lambda^2_{\mathrm{X}_a} + \ldots + l\gamma\lambda^2_{\mathrm{X}_\gamma}) \varepsilon_{\mathrm{X}_0} \\ \qquad + (\alpha\varepsilon_{\mathrm{X}_\alpha} + \ldots + \gamma\varepsilon_{\mathrm{X}_\gamma}) g \\ \quad = \omega^2 l \sum\limits_n \mathrm{I}_{\mathrm{X}_n} \sin(n\omega t + \psi_{\mathrm{X}_n}); \ \ldots; \ \ldots; \\ l \dfrac{d^2\alpha}{dt^2} \mathrm{A}_0 - l \dfrac{d^2\beta}{dt^2} \mathrm{F}_0 - l \dfrac{d^2\gamma}{dt^2} \mathrm{E}_0 - \omega l \dfrac{d\beta}{dt} 2\Pi_{xy_0} - \omega l \dfrac{d\gamma}{dt} \Pi_{zx_0} \\ \qquad - \left(\dfrac{da}{dt} 2\mu_{\mathrm{L}_a} + \ldots + l \dfrac{d\gamma}{dt} 2\mu_{\mathrm{L}_\gamma} \right) \varepsilon_{\mathrm{L}_0} - (a\lambda^2_{\mathrm{L}_a} + \ldots + l\gamma\lambda^2_{\mathrm{L}_\gamma}) \varepsilon_{\mathrm{L}_0} \\ \quad = \omega^2 l \sum\limits_n \mathrm{J}_{\mathrm{L}_n} \sin(n\omega t + \psi_{\mathrm{L}_n}) + g(\varepsilon_{\mathrm{L}_0} - \varepsilon_{\mathrm{L}}); \ \ldots; \ \ldots. \end{cases}$$

Les coefficients sans dimension I et J (d'ordre au moins égal au premier) résultent des développements

$$(3)\quad \begin{cases} \dfrac{d^2 a'}{dt^2} = \omega^2 l \sum\limits_n \mathrm{I}_{\mathrm{X}_n} \sin(n\omega t + \psi_{\mathrm{X}_n});\ \ldots;\ \ldots; \\ \displaystyle\int \delta m \left(y \frac{d^2 z}{dt^2} - z \frac{d^2 y}{dt^2} \right) = \frac{\mathrm{P}}{g} \omega^2 l^2 \sum_n \mathrm{J}_{\mathrm{L}_n} \sin(n\omega t + \psi_{\mathrm{L}_n});\ \ldots;\ \ldots. \end{cases}$$

Les A_0, ..., F_0 sont les coefficients, sans dimension et au plus finis, des développements des moments A, B, C, et produits D, E, F d'inertie par rapport à $Gxyz$:

$$(4)\quad \begin{cases} \mathrm{A} = \dfrac{\mathrm{P}}{g} l^2 \Big[\mathrm{A}_0 + \sum\limits_n \mathrm{A}_n \sin(n\omega t + \psi_{\mathrm{A}_n}) \Big];\ \ldots;\ \ldots; \\ \mathrm{D} = \dfrac{\mathrm{P}}{g} l^2 \Big[\mathrm{D}_0 + \sum\limits_n \mathrm{D}_n \sin(n\omega t + \psi_{\mathrm{D}_n}) \Big];\ \ldots;\ \ldots. \end{cases}$$

Les Π_{xy_0} sont les coefficients similaires des développements

$$(5)\quad \int \delta m x \frac{dy}{dt} = \frac{\mathrm{P}}{g} \omega^2 l^2 \Big[\Pi_{xy_0} + \sum_n \Pi_{xy_n} \sin(n\omega t + \psi_{xy_n}) \Big];\ \ldots;\ \ldots.$$

Enfin les $\varepsilon_{\mathrm{X}_0}$, ..., $\varepsilon_{\mathrm{N}_0}$ et ε_{L}, ..., ε_{N} sont des coefficients, sans dimension et au plus finis, des composantes (X_e, ..., N_e) du système des forces extérieures limitées au premier ordre

$$(6)\quad \mathrm{X}_e = \mathrm{P}[\varepsilon_{\mathrm{X}_0} + \alpha\varepsilon_{\mathrm{X}_\alpha} + \beta\varepsilon_{\mathrm{X}_\beta} + \gamma\varepsilon_{\mathrm{X}_\gamma}];\ \ldots;\ \ldots;\ \mathrm{L}_e = l\mathrm{P}\Big[\varepsilon_{\mathrm{L}} + \frac{b'}{l}\varepsilon_{\mathrm{Z}_0} - \frac{c'}{l}\varepsilon_{\mathrm{Y}_0}\Big];\ \ldots;\ \ldots;$$

où les ε_{L}, ..., ε_{N} sont développables en $\varepsilon_{\mathrm{L}} = \varepsilon_{\mathrm{L}_0} + \sum\limits_n \varepsilon_{\mathrm{L}_n} \sin(n\omega t + \psi\varepsilon_{\mathrm{L}_n})$.

L'étude détaillée de l'établissement du système (2) des équations aux vibrations montre que *c'est l'hypothèse du quasi-équilibrage selon la définition donnée en* II *qui réduit à des constantes les coefficients de ces équations différentielles linéaires*. La précision spécifiée du quasi-équilibrage *mesure et rend homogène le degré d'approximation* de ces équations elles-mêmes, dont la solution est classique et de propriétés connues. Si les conditions spécifiées en II pour le quasi-équilibrage n'étaient pas satisfaites, certains coefficients des équations (2) seraient non pas constants mais périodiques : ces équations seraient alors d'une *classe* particulière, étudiée notamment par É. Picard, et conduiraient à des conclusions non classiques.

On notera que les équations (2) et (3), qui s'appliquent au système d'appuis et de réactions le plus général, sont susceptibles de simplifications très importantes dans de nombreux cas pratiques de *suspensions élastiques et amorties* de machines et de moteurs.

M. **Auguste Chevalier** fait hommage à l'Académie de son Ouvrage intitulé *Le Café*, qui vient de paraître dans la Collection « *Que sais-je ?* »

CORRESPONDANCE.

THÉORIE DES GROUPES. — *Sur les groupes topologiques primaires.* Note de M. **Jean Braconnier**, présentée par M. Élie Cartan.

Définition 1. — On dit qu'un groupe topologique (séparé) G est *primaire* (*associé à l'entier premier* p) si, pour tout $x \in G$, on peut prolonger par continuité la représentation $n \to x^n$ de $\mathbf{Z}$ (muni de la structure p-adique) dans G en une représentation de $\mathbf{Z}_p$ dans G (1).

Proposition 1. — L'image d'un groupe primaire (ass. à p) par une représentation continue dans un groupe topologique quelconque est un groupe primaire (ass. à p).

En particulier, si H est un sous-groupe fermé d'un groupe primaire (ass. à p) G, G/H est aussi un groupe primaire (ass. à p).

Proposition 2. — Pour qu'un groupe complet G soit primaire (ass. à p), il faut et il suffit que, pour tout $x \in G$, la représentation $n \to x^n$ de $\mathbf{Z}$ (muni de la structure p-adique) dans G soit continue (2).

Définition 2. — On dit qu'un groupe abélien est un *p-groupe* (p entier premier) si chacun de ses éléments a pour ordre une puissance de p. Toute structure de groupe complet sur un p-groupe en fait un groupe primaire (ass. à p).

Théorème 1. — *Le dual d'un groupe abélien localement compact primaire* (*ass. à p*) *est un groupe abélien localement compact primaire* (*ass. à p*) (3).

On montre d'abord que le dual d'un groupe abélien compact primaire (ass. à p) est un p-groupe discret. Puis, si G est un groupe abélien localement compact primaire (ass. à p), on voit que son dual $\hat{G}$ est un groupe abélien localement compact totalement discontinu (4). Enfin, en remarquant (5) que l'ensemble des sous-groupes ouverts compacts de $\hat{G}$ est un système fondamental de voisinages de l'élément neutre dans $\hat{G}$, on montre, à

---

(1) L'axiomatique et le formalisme utilisés ici sont ceux de N. Bourbaki, *Actualités scientifiques et industrielles*, nos 846, 858, 916, 934, Paris, 1940-42. En particulier $\mathbf{Z}$ désigne le groupe additif des entiers rationnels, $\mathbf{Z}_p$ (resp. $\mathbf{Q}_p$) le groupe additif compact (resp. localement compact) des entiers p-adiques (resp. des nombres p-adiques).

(2) Voir N. Bourbaki, *op. cit.* (*Topologie générale*, Chap. III, § 3, prop. 6).

(3) Pour un exposé de la théorie de la dualité, on pourra consulter A. Weil, *Actual. Scient. et Ind.*, n° 869, Paris, 1939 (Chap. V, §§ 27 et 28).

(4) Pour qu'un groupe abélien localement compact soit totalement discontinu, il faut et il suffit que, dans son dual, tout sous-groupe cyclique ait une adhérence compacte. Voir L. Pontrjagin, *Topological groupes*, *Princeton Univ. Press*, 1939 (Chap. V, § 35, ex. 52).

(5) Voir N. Bourbaki, *op. cit.* (*Topologie générale*, Chap. III, § 3, ex. 19).

l'aide du début, que la représentation $n \to n\hat{x}$ de **Z** (muni de la structure p-adique) dans $\hat{G}$ est continue.

Proposition 3. — Pour qu'un groupe soit un *p*-groupe dont tous les éléments sont de hauteur infinie [6], il faut et il suffit qu'il soit somme directe d'une famille de sous-groupes isomorphes à $\mathbf{Q}_p/\mathbf{Z}_p$ [7].

D'où le théorème suivant, déduit à l'aide d'une proposition bien connue sur le dual d'un groupe discret, somme directe d'une famille de sous-groupes [8].

THÉORÈME 2. — *Pour qu'un groupe topologique soit un groupe abélien compact primaire (ass. à p) dont tous les éléments sont d'ordre infini, il faut et il suffit qu'il soit produit d'une famille de groupes isomorphes à* $\mathbf{Z}_p$.

THÉORÈME 3. — *Pour qu'un groupe topologique soit un groupe abélien compact primaire (ass. à p) dont tous les éléments sont d'ordre fini, il faut et il suffit qu'il soit produit d'une famille de p-groupes cycliques d'ordres bornés.*

Si G est dual d'un p-groupe compact, on démontre, à l'aide du théorème de Zorn, l'existence d'un sous-groupe maximal H de G tel qu'il soit somme directe de sous-groupes cycliques et que tout $x \in H$ ait même hauteur dans G et H; on achève la démonstration en montrant que $H = G$ à l'aide de la théorie de la dualité. En particulier :

Corollaire. — Pour qu'un groupe soit un p-groupe dont tous les éléments sont d'ordre $\leq p^k$, il faut et il suffit qu'il soit somme directe d'une famille de sous-groupes cycliques d'ordres $p^r \leq p^k$ [7].

Certaines de ces propriétés des groupes compacts primaires ont été démontrées par W. Krull [9], dans le cas où ils satisfont au *IIe axiome de dénombrabilité* : on voit en effet facilement que les groupes abéliens *primaires*, *complets*, *séparables*, *compacts* au sens de W. Krull ne sont autres que les groupes abéliens compacts primaires, satisfaisant au *IIe axiome de dénombrabilité*.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *La particule de spin 2 et la loi de gravitation d'Einstein dans le cas de présence de matière.* Note [1] de Mme **MARIE-ANTOINETTE TONNELAT.**

1. Soit $\chi = \Phi\Psi$ la fonction d'ondes du système formé par un graviton (Φ) et une particule matérielle (Ψ) en interaction. L'équation relative à ce système

---

[6] Un élément x d'un groupe G est de hauteur infinie si, pour tout entier $n > 0$, il existe $x_n \in G$ tel que $x = nx_n$.

[7] Les p-groupes dénombrables ont été étudiés par H. PRÜFER, *Math. Zeitschr.*, **17**, 1923, pp. 35-61; aussi L. ZIPPIN, *Annals of Math.*, **36**, 1935, pp. 71-88.

[8] Voir E. R. VAN KAMPEN, *Annals of Math.*, **36**, 1935, p. 459.

[9] *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, **184**, 1942, pp. 25-38.

[1] Séance du 14 février 1944.

a la forme suivante :

$$(1)\qquad \frac{h}{2\pi i}\sum_{p=1}^{4}\beta_4^{(p)}\frac{\partial\chi}{\partial t}=[\mathrm{H_D}\Sigma\beta_4^{(p)}+\mathcal{H}_G]\chi+\mathrm{H}^{(1)}\chi.$$

$\beta_q^{(p)}$ désigne le produit des matrices de Dirac α_q qui agissent sur les 3 indices de la fonction d'ondes Φ de gravitation, autres que l'indice p. $\mathrm{H_D}$ est l'hamiltonien de la théorie de Dirac, $\mathcal{H}_G$ celui du graviton, $\mathrm{H}^{(1)}$ l'hamiltonien perturbateur. On a

$$\mathcal{H}_G=\frac{c}{\chi}\left(\partial^p\sum_{q=1}^{4}\alpha_p^{(q)}\beta_4^{(q)}+\chi\mu_0 c\,\alpha_4^{(1)}\alpha_4^{(2)}\alpha_4^{(3)}\alpha_4^{(4)}\right)\qquad\text{et}\qquad \mathrm{H}^{(1)}=\mathrm{L}\,|\,2\mathrm{K}\Phi_{[\mu\nu]}\mathrm{T}^{\mu\nu},$$

$\Phi_{\mu\nu}$ étant le tenseur symétrique qui caractérise le spin $j=2$, L un coefficient d'interaction et $\mathrm{T}^{\mu\nu}$ le tenseur symétrique de Tétrode de la théorie de Dirac. Notons que $\mathrm{H}^{(1)}$ nous fait envisager uniquement l'interaction pour $j=2$ et exclut l'interaction pour l'état scalaire $j=0$ qui dérive de $j=2$ par séparation des grandeurs relatives à la trace $\Sigma\Phi_{\rho\rho}$.

2. Il est facile d'expliciter l'expression de $\mathrm{H}^{(1)}$ en fonction des grandeurs de la théorie. Introduisons pour cela un état totalement annihilé de la particule, c'est-à-dire un état dans lequel les 2 photons constituants sont eux-mêmes annihilés. Nous représenterons cet état par l'invariant

$$\Phi^0_{iklm}=(\alpha_4)_{il}(\alpha_4)_{mk}.$$

Toutes les grandeurs de la théorie s'expriment alors comme des transitions $\Phi\to\Phi^0$. En particulier

$$(2)\qquad \begin{aligned}\mathrm{A}_{(pq)}&=-\mathrm{K}\Phi_{(pq)}=-\mathrm{K}\,|\,2(\Phi_p^{(1)}\Phi_q^{(2)}+\Phi_q^{(1)}\Phi_p^{(2)})\\ &=-\mathrm{K}\,|\,8\Phi^0_{iklm}(\alpha_p^{(3)}\alpha_4^{(1)}-\alpha_p^{(1)}\alpha_4^{(3)})(\alpha_q^{(2)}\alpha_4^{(4)}-\alpha_q^{(4)}\alpha_4^{(2)})\Phi_{iklm}+\text{sym}\,pq,\end{aligned}$$

les indices (1) et (2) étant relatifs à chacun des photons constituants. Dès lors on peut remplacer dans $\mathrm{H}^{(1)}$ chaque $\Phi_{[\mu\nu]}$ et $\mathrm{T}_{\mu\nu}$ par sa valeur en opérateur, c'est-à-dire en fonction des α.

3. Supposons maintenant que la particule matérielle dont nous étudions l'interaction soit animée d'un mouvement correspondant à un très grand nombre de quanta. On peut supposer alors que sa fonction d'ondes Ψ est peu modifiée par l'interaction et obéit toujours à une équation de Dirac. Cette hypothèse permet d'éliminer $\mathrm{H_D}$ dans (1). En multipliant cette équation par $\Psi'^*(\Psi'\neq\Psi)$ et en intégrant sur $\vec{R}$, on obtient une équation qui ne dépend plus que de $\vec{r}$ et la fonction d'ondes Φ. Cette équation fait intervenir un tenseur $\mathrm{T}_{\mu\nu}$ qui correspond à la transition $\Psi\to\Psi'$. On peut la scinder en 4 équations dont chacune correspond à l'une des 4 valeurs de q dans l'hamiltonien $\mathcal{H}_G$. Multiplions les équations en $\alpha^{(1)}$ et en $\alpha^{(3)}$ par $\beta_4^{(2)}-\beta_4^{(4)}$, les équations en $\alpha_4^{(2)}$ et en $\alpha_4^{(4)}$ par $\beta_4^{(1)}-\beta_4^{(3)}$. Nous obtenons ainsi 4 systèmes que nous désignerons par (3), (4), (5) et (6). Formons (3) — (4) + (5) — (6).

Les premiers membres s'éliminent et les seconds membres forment une équation (7).

D'autre part on peut admettre que l'onde gravifique macroscopique est représentée par une fonction

$$\Phi = \Phi^0 + \Phi',$$

Φ' étant un état macroscopique du champ de gravitation.

En multipliant (7) par $K^2 \varkappa \mu_0 \Phi^{00}_{ik}$, nous aurons donc à considérer les produits $\Phi^0 \alpha \Phi^0$ et $\Phi^0 \alpha \Phi'$. Les uns et les autres sont nuls, sauf ceux qui, d'après les définitions telles que (2) et d'après l'identité

$$\Phi^0_{iklm}(\beta_4^{(4)} - \beta_4^{(2)})(\alpha_4^{(4)} - \alpha_4^{(2)})\Phi^0_{iklm} = 2[(-\delta_{ii})(-\delta_{kk}) - (-\delta_{ii})\delta_{kk}] \equiv 4 \times 16,$$

conduisent finalement à la relation

$$(8) \qquad \partial^p (A_{[p4]4})_r - \varkappa^2 \mu_0^2 c^2 (A_{44})_r - 16 L K^2 \varkappa^2 \mu_0 T_{44} = 0,$$

$(A_{[p4]4})_r$, $(A_{44})_r$ étant les grandeurs réelles macroscopiques de l'état $j = 2$.

Or

$$\partial^p (A_{[p4]4})_r = \partial^p \partial_4 (A_{(p4)})_r - \partial^p \partial_p (A_{44})_r = -\Box (A_{44})_r$$

et

$$2(R_{44})_r = \Sigma_\mu (A_{([\mu 4][\mu 4])})_r = -\Box (A_{44})_r - \partial_4 \partial_4 \Sigma_\rho (A_{\rho\rho})_r.$$

De plus

$$(g_{44})_r = -(A_{44})_r - 1 | \mu^2 \partial_4 \partial_4 \Sigma_\rho (A_{\rho\rho})_r;$$

(8) s'écrit donc

$$2(R_{44})_r + \varkappa^2 \mu_0^2 c^2 (g_{44})_r = 16 K^2 \varkappa^2 \mu_0 L T_{44}.$$

En posant

$$\lambda = -\mu^2 | 2 = -2\pi^2 16 \mu_0^2 c^2 | h^2,$$

on trouve

$$(9) \qquad (R_{44})_r - \lambda (g_{44})_r = -\frac{32\pi^2}{h^2} \mu_0 K^2 L T_{44}.$$

Cette relation n'est autre que la loi d'Einstein au terme $g_{44} T$ près, qui ne figure pas ici.

4. Pour introduire ce terme, on est donc conduit à ne pas séparer le cas $j = 0$ qui dérive de la trace $\Sigma A_{\rho\rho}$, du cas $j = 2$. Il faut alors introduire le terme d'interaction relatif à $j = 0$, terme qui, dans le cas macroscopique, nous conduit à lui seul à une loi newtonienne. Nous avons choisi ce terme de la façon suivante :

$$H^{(2)} = L' | 2 K \Phi T \qquad \text{avec} \quad \Phi = \Sigma \Phi_{\mu\mu}, \quad T = \Sigma T_{\mu\mu}.$$

En ajoutant le terme $H^{(2)}$ à l'équation du système particule matérielle + graviton et, en opérant comme précédemment, on trouve que (9) doit être remplacée par

$$(10) \qquad (R_{44})_r - \lambda \delta_{44} = -\frac{32\pi^2}{h^2} \mu_0 K^2 L \left(T_{44} - \frac{1}{2} \delta_{44} T\right),$$

en choisissant $2L' = L$. On obtiendrait les équations relatives aux autres termes

du tenseur $R_{\mu\nu}$ en opérant d'une façon analogue. On aboutit ainsi à une relation qui est la loi de gravitation d'Einstein en présence de matière à l'approximation quasi-euclidienne.

GÉOPHYSIQUE. — *De l'influence de l'attraction luni-solaire sur la pesanteur.* Note de M. **Nicolas Stoyko**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Dans la représentation de la pesanteur à la surface de l'ellipsoïde terrestre (surface de niveau) on ne tient généralement pas compte de l'attraction luni-solaire, dont la partie indépendante du temps a une valeur appréciable. Le potentiel d'attraction d'un astre, pour la Terre considérée comme indéformable, est de la forme

$$W = 0,5\,fm\,R^2 r^{-3}(3\cos^2 z - 1),$$

où f est la constante de Gauss, m, r et z sont la masse, les distances géocentrique et zénithale de l'astre et R est la distance géocentrique du lieu. Le développement de cette fonction en série de composantes harmoniques donne le terme indépendant du temps égal à

$$W_0 = 0,25\,fm\,R^2 r^{-3}(1 - 1,5\sin^2 i)(1 - 1,5\sin^2\varepsilon)(1 - 3\sin^2\varphi),$$

où i est l'inclinaison de l'orbite de l'astre sur l'écliptique, ε l'obliquité de l'écliptique et φ la latitude du lieu.

Dans le cas de la Terre déformable, il s'ajoute un potentiel W_1 qui dépend de la redistribution des masses à l'intérieur de la Terre et un autre qui dépend de la variation (ρ) de la distance géocentrique du lieu. Le potentiel total est donc

$$\Delta = W_0 + W_1 + \frac{\partial V_0}{\partial R}\rho,$$

où V_0 est le potentiel de la pesanteur sur la surface de niveau. La variation de la pesanteur sous l'influence du potentiel Δ est égale à

$$\delta g = -\frac{\partial\Delta}{\partial R} = -\frac{\partial W_0}{\partial R} - \frac{\partial W_1}{\partial R} - \frac{\partial^2 V_0}{\partial R^2}\rho.$$

On a, en introduisant k qui dépend de l'élasticité de la Terre,

$$(1)\qquad \frac{\partial W_0}{\partial R} = \frac{2W_0}{R},\qquad \frac{\partial W_1}{\partial R} = -\frac{3W_1}{R},\qquad \frac{\partial^2 V_0}{\partial R^2} = \frac{2g}{R},$$
$$W_1 = kW_0,\qquad \rho = (1+k)g^{-1}W_0.$$

Alors

$$\delta g = -2W_0R^{-1}(2 - 0,5k).$$

Il vient, après avoir posé $g = fMR^{-2}$, $R = a$,

$$G = \frac{m}{M}\left(\frac{a}{r}\right)^3(1 - 1,5\sin^2 i)(1 - 1,5\sin^2\varepsilon),$$

où M est la masse de la Terre et a demi-grand axe,

$$W_0 = 0,25\,Gga(1 - 3\sin^2\varphi),\qquad \delta g = -0,5\,Gg(1 - 3\sin^2\varphi)(2 - 0,5k).$$

δg est rapporté à la surface de niveau de la Terre non perturbée. Si dg est la variation de g dans le cas de variation des dimensions de l'ellipsoïde terrestre, la pesanteur (g_φ) sur l'ellipsoïde perturbé, dont les éléments sont donnés par des mesures géodésiques, est égale à $g + dg$.

Comme la pesanteur (g'_φ) perturbée par l'attraction luni-solaire est $g + \delta g$, on a

$$g'_\varphi = g_\varphi + \delta g - dg = g_\varphi + \Delta g.$$

La formule internationale de la pesanteur adoptée par l'Union Géodésique et Géophysique Internationale a la forme

$$(2) \qquad g_\varphi = g_a(1 + \beta \sin^2\varphi - \beta_1 \sin^2 2\varphi - \beta_2 \sin^2\varphi \sin^2 2\varphi - \ldots),$$

où g_a est la pesanteur à l'équateur et β, β_1, β_2 sont des fonctions qui dépendent des dimensions de la Terre et de la force centrifuge.

La différentiation de cette formule nous donne

$$dg = dg_a + g_a \sin^2\varphi \, d\beta.$$

On trouve, pour la Terre incompressible,

$$dg_a = g_a a^{-1} da, \qquad d\beta = -3 a^{-1} da,$$
$$dg = g_a(1 - 3\sin^2\varphi) a^{-1} da = 0,25\,\mathrm{G} g_a(1 - 3\sin^2\varphi)(1 + k),$$

en tenant compte de ce que da est égal, d'après (1), à $0,25\,\mathrm{G}a(1 + k)$.

Par conséquent, en posant $g = g_a$, on a

$$\Delta g = \delta g - dg = -1,25\,\mathrm{G} g_a(1 - 3\sin^2\varphi).$$

On obtient la formule corrigée de la pesanteur en remplaçant dans la formule (2) g_a et β par des valeurs

$$g'_a = g_a(1 - 1,25\,\mathrm{G}), \qquad \beta' = \beta + 3,75\,\mathrm{G}.$$

Pour la Lune et le Soleil nous avons respectivement

$$\mathrm{G}_{☾} = 0,423 \times 10^{-7}, \qquad \mathrm{G}_{\odot} = 0,198 \times 10^{-7}.$$

L'expression numérique de l'influence de l'attraction luni-solaire sur la pesanteur prend alors la valeur

$$\Delta g = -0,759(1 - 3\sin^2\varphi) \times 10^{-4}.$$

Elle varie entre $-0,076$ milligal (équateur) et $+0,152$ milligal (pôle).

Comme on a publié les tables de la pesanteur d'après la formule internationale [1] à 0,001 milligal près, les corrections dues à l'attraction luni-solaire ne peuvent donc plus être négligées.

---

(1) W. Lambert and F. Darling, *Bulletin géodésique*, **32**, 1931, p. 327.

THERMODYNAMIQUE. — *La diffusion au contact de deux milieux non miscibles et le second principe de la thermodynamique.* Note [1] de M. **Vasilesco Karpen.**

L'expression de la force électromotrice de la pile électrique formant l'objet de ma précédente Communication [2] était

$$(1) \qquad E = RT \log \frac{\mathcal{E}'_2}{\mathcal{E}'_1}.$$

Cette formule n'est qu'approchée, d'abord pour les motifs indiqués antérieurement [3], ensuite parce que j'ai négligé, sans explications, la différence de potentiel qui doit exister entre la couche, riche en oxygène, adhérente à l'électrode en platine platiné, milieu (1), et le reste de l'électrolyte, milieu (2); ces deux milieux devant être considérés comme deux milieux non miscibles en contact. D'autre part cette pile, empruntant indéfiniment son énergie uniquement au milieu ambiant, contredit formellement le second principe de la thermodynamique. Il convient donc de montrer quel est le phénomène élémentaire auquel est due cette contradiction, et qui produit la différence de potentiel ci-dessus mentionnée.

Dans une pile ordinaire de concentration, où les deux électrodes identiques plongent dans des électrolytes (milieux) différents se touchant (par exemple deux solutions d'oxygène dans l'eau, de concentrations différentes, donc de concentrations différentes $\mathcal{E}'_1$, $\mathcal{E}'_2$, en électrons), on peut négliger la différence de potentiel au contact de ces deux milieux *miscibles,* car la diffusion des corpuscules électrisés, H^+, $\overline{OH}$, $\bar{e}$, d'un milieu dans l'autre, l'annulle pratiquement.

Dans le cas présent les milieux ne sont pas miscibles, mais il doit se produire également une diffusion, *indispensable à toute pile électrique,* au contact des deux milieux (1) et (2); seulement, comme on le verra, cette diffusion est compensée.

Les deux milieux contiennent les corpuscules O_2, $\overline{OH}$, OH, $\bar{e}$, H^+, en équilibre dans chaque milieu, suivant la loi des masses. La richesse en oxygène du milieu (1), couche adhérente au platine platiné, fait que les concentrations des divers corpuscules dans ce milieu sont différentes des concentrations dans le milieu (2), reste de l'électrolyte; en particulier les électrons seront bien plus nombreux dans le milieu (2), $\mathcal{E}'_2 > \mathcal{E}'_1$. Il se produira alors une diffusion d'électrons $\bar{e}$ et d'ions H^+ en nombre égal (le liquide devant rester neutre) de (2) vers (1). Arrivés dans le milieu (1), ces corpuscules fixeront des molécules d'oxygène et formeront de l'eau $4\bar{e} + 4H^+ + O_2 = 2H_2O$; pour rétablir l'équilibre entre les deux milieux, une molécule d'oxygène passera de (2)

---

[1] Séance du 3 novembre 1943.

[2] *Comptes rendus,* 218, 1944, p. 228.

[3] *Comptes rendus,* 209, 1939, p. 791.

en (1) et les deux molécules d'eau passeront de (1) dans (2); *la diffusion est donc compensée et le phénomène se reproduit indéfiniment.* Le résultat de ce régime, en tout analogue à celui qui s'établit au contact métal électrolyte ([4]), est qu'au voisinage immédiat de la surface de contact, les concentrations en électrons deviennent $\mathcal{E}'_1 + x$ et $\mathcal{E}'_2 - x$, et la différence de potentiel est

$$V = RT \log \frac{\mathcal{E}'_1 + x}{\mathcal{E}'_2 - x},$$

x étant donné par des relations analogues à celles du contact métal-électrolyte.

S'il n'y avait pas diffusion, x serait nul et la force électromotrice de la pile serait identiquement nulle ($V = -E$). La valeur de x ne peut donc pas être nulle, elle est probablement telle que V soit pratiquement négligeable et que, comme dans la pile ordinaire de concentration, la force électromotrice de la pile soit donnée par la formule (1).

La diffusion compensée, mouvement ordonné de corpuscules, déterminant une différence permanente de leurs concentrations en des régions déterminées d'un même milieu, est manifestement contraire au second principe et rend compte du fait que la pile contredit aussi ce principe.

On se refuse généralement à admettre l'existence d'un phénomène (à notre échelle) contraire au second principe. Cette répulsion ne me semble pas justifiée.

Le second principe est devenu un théorème de mécanique statistique (valable dans un domaine sans doute très étendu, mais limité), et il ne semble nullement interdit de douter de son infaillibilité, en dehors de ce domaine.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur une variante de la méthode d'Assmann.* Note de M. **Maurice Parodi**, presentée par M. Aimé Cotton.

Assmann ([1]) a indiqué un procédé de mesure du rapport γ des chaleurs spécifiques des gaz dont je rappelle le principe :

Imaginons un appareil constitué par un tube en U terminé à ses extrémités par deux ballons de contenances voisines V_1 et V_2 contenant le même gaz à la pression initiale P. Dans le tube en U on forme une colonne de mercure de longueur l; en représentant par s la section constante du tube, par ρ la densité du liquide et en supposant adiabatique la compression des gaz dans les ballons, on montre que la période d'oscillation du mercure dans le tube a pour expression

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{2g + \frac{Ps\gamma}{\rho} \frac{V_1 + V_2}{V_1 V_2}}}. \tag{1}$$

([4]) *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 476.

([1]) *Poggendorf Annalen*, 85, 1852, p. 1.

Si le mercure oscille dans le tube, les ballons étant ouverts à l'air libre ($V_1 = V_2 = \infty$), la période prend la valeur

$$(2) \qquad T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{2g}}.$$

L'expérience montre, d'autre part, que ces périodes sont peu influencées par les forces amortissantes, ce qui permet d'utiliser, dans la pratique, les relations précédentes ([2]).

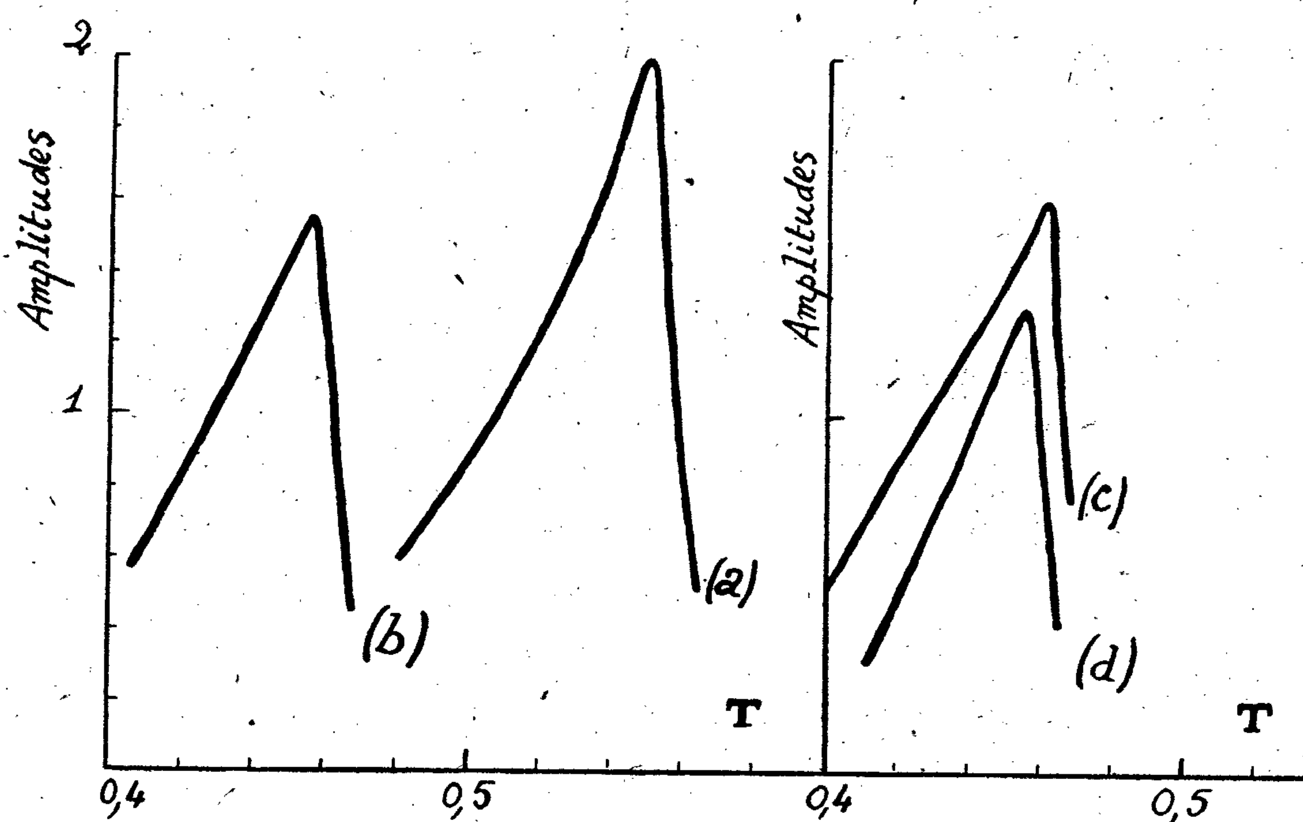
De (1) et (2) on tire

$$\gamma = \left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^2 - 1\right]\frac{K}{P},$$

où $K = (2\rho g/s)[V_1 V_2/(V_1 + V_2)]$ est une constante de l'appareil.

La période T_0 peut être déterminée une fois pour toutes; de même K se calcule en enfermant dans les ballons un gaz dont le rapport γ est connu et en mesurant T. Finalement la détermination de la constante γ relative à un gaz quelconque se réduit à la seule mesure de la période T.

La mesure de cette période est délicate; Pignot ([3]) a utilisé un dispositif électrique, mais il demandait une horizontalité parfaite des surfaces libres du mercure lors du mouvement, ce qui est d'une réalisation délicate; en fait il dut



se contenter d'apprécier la durée d'une seule oscillation, ce qui diminue beaucoup la précision de la méthode.

Pour obtenir une détermination plus sûre de la période, nous avons cherché à utiliser une méthode de résonance; à cet effet nous avons animé, par un dis-

([2]) A. Guillet, *Propriétés cinématiques des vibrations*, Paris, 1913, p. 56.

([3]) *Thèse*, Paris, 1926.

positif convenable, d'un mouvement de translation horizontal harmonique et de période variable (connue avec précision) le système oscillant.

En faisant varier régulièrement cette dernière et en mesurant l'amplitude des oscillations du mercure dans le tube, on peut tracer une courbe de résonance et déterminer ainsi la période propre du système.

Le graphique ci-dessus donne la courbe de résonance du mercure oscillant à l'air libre (a) et celle du mercure oscillant quand les ballons sont clos et contiennent de l'air à la pression de 75,5 cm de mercure (b); ces courbes ont été relevées pour une température des gaz de 22°.

En prenant pour l'air $\gamma = 1,41$, les résultats précédents donnent les constantes de l'appareil

$$T_0 = 0,550 \text{ sec.}, \qquad K = 231,9.$$

Les courbes (c) et (d) donnent respectivement, à titre d'exemple, les courbes de résonance relevées pour l'anhydride carbonique et l'oxygène aux pressions respectives de 76,2 et 76,3 cm de mercure, la température des gaz étant de 22°. Elles conduisent aux résultats ci-après :

Gaz............	CO^2.	O.
Rapport des chaleurs spécifiques.........	1,300	1,385

Ces résultats sont en bon accord avec ceux qu'on a obtenus par d'autres méthodes.

OPTIQUE. — *Dépolarisation de la lumière diffusée par les suspensions de gomme-gutte.* Note de M. **Augustin Boutaric** et Mlle **Marie-Agnès Hirtz.**

Lorsqu'un faisceau de lumière polarisée rectilignement traverse une suspension de fines particules, la lumière diffusée par la suspension dans une direction perpendiculaire à celle du faisceau incident présente une polarisation partielle. En désignant les intensités des deux composantes horizontale et verticale de la lumière diffusée par les lettres H et V affectées des indices v, h, ou θ suivant que la vibration électrique du faisceau incident est verticale, horizontale ou fait l'angle θ avec la normale au plan de diffusion, on peut définir les facteurs de dépolarisation relatifs à ces 3 cas par $\rho_v = H_v/V_v$, $\rho_h = V_h/H_h$, $\rho_\theta = H_\theta/V_\theta$, ce facteur prenant la valeur ρ_n lorsque le faisceau incident est constitué par de la lumière naturelle (ce qui correspond à $\theta = 45°$). R. S. Krishnan [1] a établi la relation

$$(1) \qquad \rho_\theta = \frac{1 + \dfrac{\tang^2\theta}{\rho_h}}{\tang^2\theta + \dfrac{1}{\rho_v}}.$$

[1] *Proc. Indian Acad. Sc*, A, **10**, 1939, p. 395.

Nous nous sommes proposé de vérifier la relation (1) sur des suspensions de gomme-gutte obtenues en versant goutte à goutte dans l'eau distillée une solution alcoolique de résine et centrifugeant 1 minute à 1500 t : min la suspension ainsi obtenue, afin d'éliminer les gros agrégats. Les mesures de dépolarisation étaient faites à l'aide d'un photopolarimètre de Cornu sur la lumière diffusée à 90° du faisceau incident, rendu sensiblement monochromatique par une lame de gélatine ($\lambda = 520^{m\mu}$) et polarisé par un nicol dont la position de la section principale pouvait être exactement repérée par rapport à la verticale. Pour des suspensions de diverses concentrations, nous avons constaté que les valeurs observées de ρ_θ sont en bon accord avec celles que fournit la relation (1) mise sous la forme

$$(2) \qquad \left(\frac{1}{\rho_h} - \rho_\theta\right)\left(\operatorname{tang}^2\theta + \frac{1}{\rho_v}\right) = \frac{1}{\rho_v\rho_h} - 1.$$

c.	ρ_v.	$1/\rho_h$.	ρ_n.	δ.
1,10	1,23	1,23	1,23	3,55
0,55	0,679	1,472	1	1,82
0,275	0,405	2,083	0,850	0,91
0,137	0,217	2,564	0,620	0,45

Les valeurs de ρ_v et de $1/\rho_h$ varient en sens inverse de la concentration et deviennent égales pour $c = 1,1$. Dans ces conditions les formules (1) et (2) donnent $\rho_\theta = \rho_n = \rho_v$.

Le facteur de dépolarisation est alors indépendant de θ et prend, pour toutes les valeurs de θ, la valeur $\rho_\theta = 1,23$ (dans la lumière diffusée, l'intensité de la composante horizontale est supérieure à celle de la composante verticale). En ce qui concerne la polarisation de la lumière diffusée, une telle suspension présente cette propriété remarquable que la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée est indépendante de l'état de polarisation du faisceau incident.

Pour une concentration de la suspension $c = 0,55$, les valeurs de ρ_v et ρ_h sont égales. Dans ces conditions ρ_n est égal à 1 et il est facile de voir sur la formule (1) que les valeurs de ρ_θ relatives à des valeurs complémentaires de l'angle θ sont inverses l'une de l'autre; c'est ce que confirme l'expérience.

Contrairement à ce qu'on aurait pu penser *a priori*, l'addition d'une matière fluorescente (uranine, esculine etc.), à la dose de 0,5 ou 1 °/₀₀ dans la suspension de gomme-gutte, ne modifie pas d'une manière appréciable les valeurs de ρ_θ. C'est qu'en effet l'intensité de la lumière de fluorescence est faible comparée à la lumière de diffusion, et la formule définissant ρ_θ doit être remplacée par

$$\rho_\theta = \frac{H_\theta(1+\varepsilon)}{V_\theta(1+\varepsilon')} \sim \frac{H_\theta}{V_\theta}(1+\varepsilon-\varepsilon');$$

les termes ε et ε' étant petits par rapport à l'unité et se retranchant, il n'est

pas surprenant que la formule (3) fournisse pour ρ_θ des valeurs très voisines de celles qui correspondraient au quotient $\frac{H_\theta}{V_\theta}$. Une remarque analogue peut être faite pour ρ_v et ρ_h.

SPECTROSCOPIE. — *Les éthers-oxydes et leurs composés oxoniums; spectres d'absorption dans le proche infrarouge.* Note de M. **Laszlo Szobel**, présentée par M. Aimé Cotton.

Dès 1875 Friedel ([1]) a mis en évidence l'existence de composés dits oxoniums dans le mélange $(CH^3)^2O + ClH$. Depuis, de nombreuses recherches ont été faites en vue de préciser le mécanisme de la formation de ces composés oxoniums soit en utilisant les méthodes *classiques* [telles qu'analyse thermique ([2]), conductibilité, etc.], soit, plus récemment, en appliquant les méthodes *spectrales* [effet Raman ([3]), ([4]), absorption infrarouge ([5])]. C'est l'absorption dans le proche infrarouge que nous avons surtout utilisée; signalons cependant que nous avons fait aussi, sur les mêmes composés, des éthers-oxydes $(C^2H^5)^2O$ et $(C^4H^9)^2O$, des mesures de susceptibilité magnétique.

I. *Spectres d'absorption dans le proche infrarouge des éthers-oxydes* $(C^2H^5)^2O$ *et* $(C^4H^9)^2O$. — Des recherches avaient déjà été faites ([5]) sur le spectre d'absorption, entre 0,8 et $1^\mu,2$, de $(C^2H^5)^2O$ et de $(C^2H^5)^2O + HCl$. A l'aide du même appareillage ([5]) nous avons entièrement confirmé les résultats expérimentaux antérieurs en examinant $(C^4H^9)^2O$ et $(C^4H^9)^2O + HCl$. Nous exposerons donc dans ce cas les données expérimentales (voir *fig.* 2A et 2B).

Pour $(C^4H^9)^2O$ pur, comme pour $(C^2H^5)^2O$ pur, au lieu d'observer la seule fréquence harmonique $4\nu(CH)$ vers $10917\,cm^{-1}$ ($0^\mu,9160$), on note (*fig.* 2A) une *fréquence harmonique supplémentaire vers* $10558\,cm^{-1}$ ($0^\mu,9471$); elle a été désignée ([5]) par $4\nu(CH \rightarrow O)$ ou *bande perturbée. Quand on sature l'éther par* ClH *gazeux, cette fréquence* $4\nu(CH \rightarrow O)$ *disparaît* (*fig.* 2B).

Pour interpréter ces faits on avait admis ([5]), ([6]) que l'oscillateur (CH) est soumis à l'influence *électrostatique* perturbatrice des *valences supplémentaires* de l'oxygène. Suivant cette conception, $4\nu(CH \rightarrow O)$ aurait été lié à la perturbation du groupement CH^2 voisin immédiat de l'oxygène; $4\nu(CH)$ aux

---

([1]) *Bull. Soc. Chim.*, **24**, 1875, pp. 166 et 241.

([2]) Mc Intosh, *J. Am. Chem. Soc.*, **34**, 1912, p. 1273; **35**, 1913, p. 535; *J. Chem. Soc.*, **87**, 1905, p. 789; **85**, 1904, p. 927.

([3]) Briegleb et Lauppe, *Z. phys. Chem.*, B, **37**, 1937, pp. 260-284.

([4]) Syrkin et Volkenstein, *Acta physico-chem.*, U. R. S. S., **14**, 1941, pp. 157-184.

([5]) R. Freymann, *Ann. de Physique*, **20**, 1933, p. 243; R. Freymann et J. Guéron, *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 859; M. et R. Freymann, *Cahiers de Physique*, **14** 1943, p. 49.

([6]) E. Bauer et M. Magat, *Journal de Physique*, **9**, 1938, p. 319.

groupements CH^2 ou CH^3 éloignés de l'oxygène. L'effet de ClH aurait été de *saturer ces valences supplémentaires*, donc de supprimer l'influence électrostatique correspondante. Pour vérifier cette hypothèse un cas crucial était

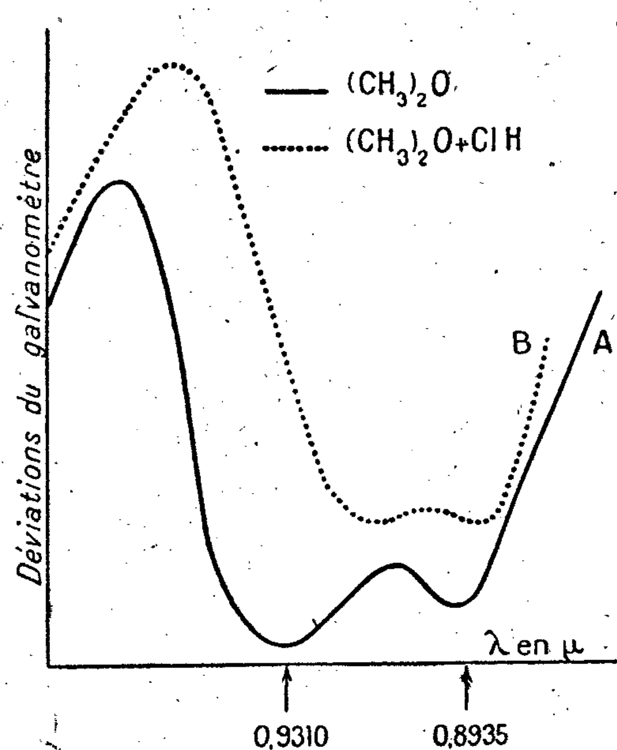


Fig. 1.

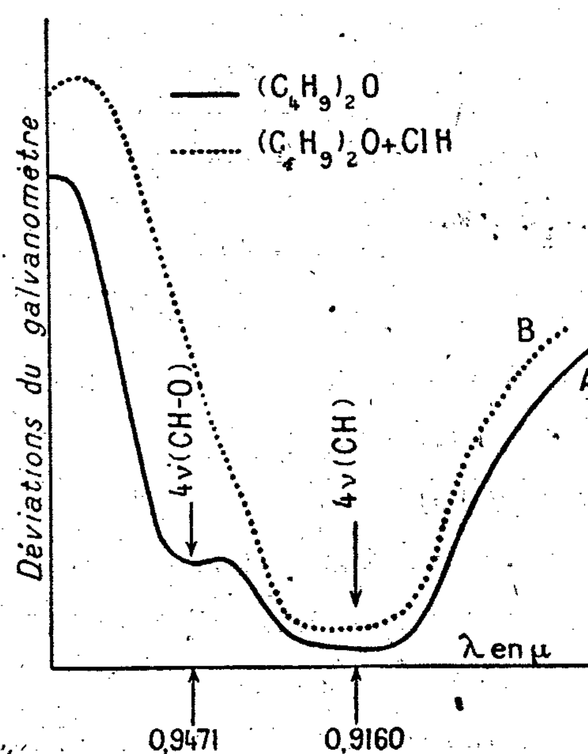


Fig. 2.

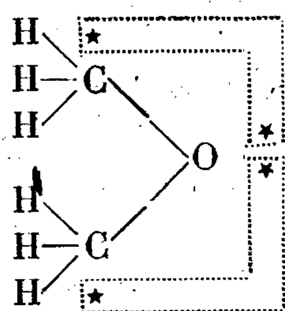
celui de $(CH^3)^2O$; seul devait apparaître $4\nu(CH \rightarrow O)$ puisqu'il n'avait pas de CH^2 éloigné de l'oxygène ([5]).

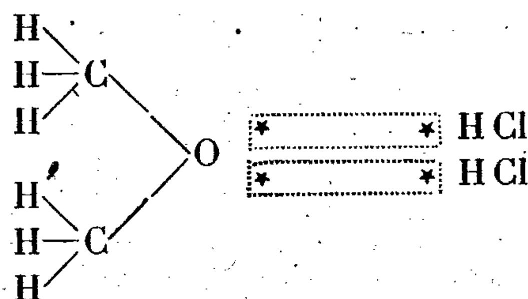
II. *Spectre d'absorption dans le proche infrarouge de* $(CH^3)^2O$. — Nous avons préparé ce composé par action de SO^4H^2 sur CH^3OH et distillation fractionnée. Le spectre, comme celui du mélange $(CH^3)^2O + ClH$, a été examiné entre 0,8 et $1^{\mu},2$ sous 20^{cm} d'épaisseur à — 60°C. environ.

Le spectre obtenu (*fig.* 1 A) montre que *la composante* $4\nu(CH \rightarrow O)$ *à* 10741 cm^{-1} ($0^{\mu},9310$) *est plus intense que* $4\nu(CH)$ *à* 11191 cm^{-1} ($0^{\mu},8935$). *Mais, contrairement à ce que permettait de prévoir l'hypothèse électrostatique, la bande* $4\nu(CH)$ *n'a pas disparu.*

Par addition de ClH, *la formation de l'oxonium se traduit par un affaiblissement considérable de* $4\nu(CH \rightarrow O)$ (*fig.* 1 B).

Sous toutes réserves, nous sommes donc conduit à abandonner la conception électrostatique en faveur de la suivante : l'oxygène de l'éther-oxyde possède des électrons dont deux, au moins, ne sont pas appariés. On peut admettre que ce sont ces électrons qui s'apparient, 1° dans le corps pur avec des électrons de CH^3, en formant peut-être une liaison hydrogène intramoléculaire et 2° dans le mélange, avec les électrons des atomes d'hydrogène de HCl [ou avec ceux du chlore (?)] en formant peut-être une liaison hydrogène intermoléculaire.





On expliquerait ainsi que dans le schéma de gauche il reste des fréquences $4\nu(\mathrm{CH})$ non perturbées à côté de $4\nu(\mathrm{CH} \rightarrow \mathrm{O})$ perturbé. Par contre, dans le schéma de droite $4\nu(\mathrm{CH})$ doit seul apparaître, car les groupements CH sont totalement libres. Ajoutons que notre point de vue se rapproche de celui de Syrkin et Volkenstein ([4]) mais non de celui de Briegleb et Lauppe ([3]).

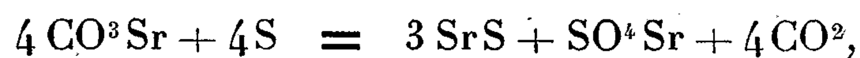
PHOTOLUMINESCENCE. — *Sur l'accroissement de la luminescence par l'emploi de plusieurs corps luminogènes.* Note de M. **Pierre Bouroff**, présentée par M. Camille Gutton.

Nous avons montré ([1]) l'influence que peut exercer l'adjonction d'un ou de plusieurs activateurs métalliques sur la position des bandes spectrales d'un corps phosphorescent.

On sait qu'en général un mélange de plusieurs activateurs métalliques ne produit aucun accroissement de luminescence et tout au plus donne naissance à des couleurs différentes mais d'une intensité lumineuse plus faible que celle qu'on obtient avec un des composants du mélange. On admet donc que la présence d'un luminogène métallique nouveau tend à détruire ou à neutraliser progressivement l'action d'un autre luminogène préexistant. On connaît l'effet destructeur du fer sur CaS, Bi, ou celui du bismuth, qui tend à supprimer l'action de tout autre activateur métallique. Par exemple, une trace de bismuth ($0^{g},000006$ dans 1^{g} de SiO^4Zn^2) réduit de 1/3 son effet luminescent.

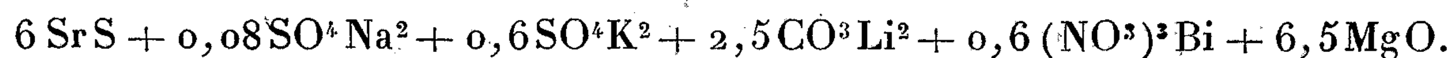
Nous exposerons les résultats de recherches qui montrent que cette règle n'est pas générale, car l'emploi simultané de deux ou même de trois métaux luminogènes peut augmenter considérablement la luminescence, en changeant sa couleur.

Par exemple, le carbonate de strontium servant de matière de base selon la réaction



$$4\,CO^3Sr + 4S = 3\,SrS + SO^4Sr + 4\,CO^2,$$

donne une lumière bleue avec $0^{g}0001$ Bi, qui devient vert bleu en ajoutant 0,00006 Cu + 0,045 CaF^2, ou vert jaune avec 0,00017 Zn + 0.034 CaF^2, ou vert très clair avec 0,00008 Bi + 0,030 SO^4Na^2. On obtient un beau bleu vert de forte brillance et d'une très longue rémanence avec le mélange suivant, que nous avons tout particulièrement étudié,

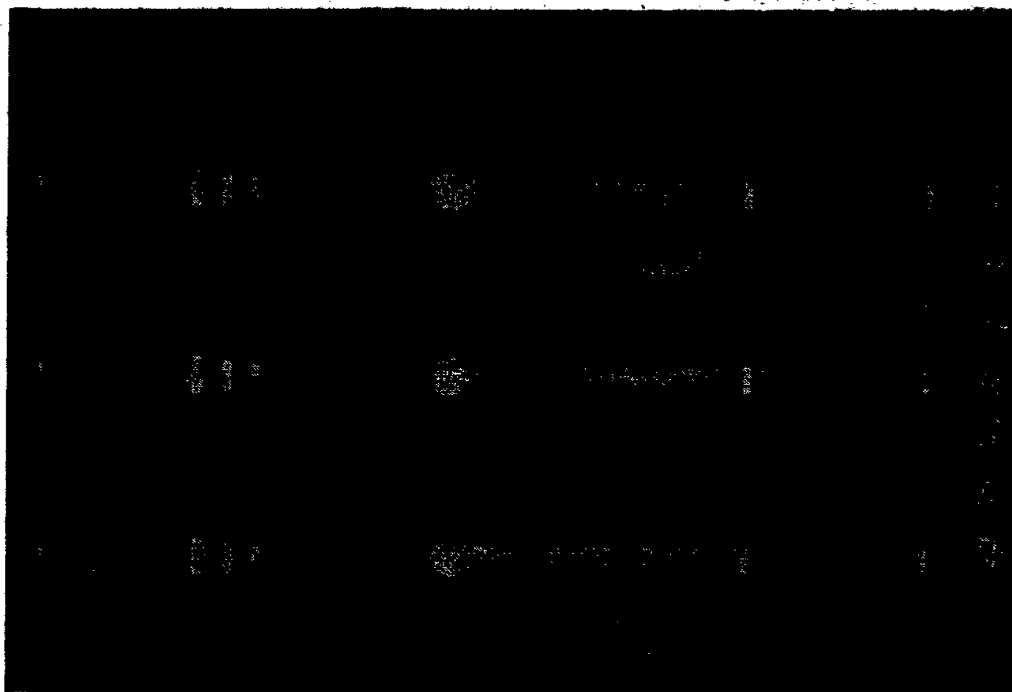


$$6\,SrS + 0,08\,SO^4Na^2 + 0,6\,SO^4K^2 + 2,5\,CO^3Li^2 + 0,6\,(NO^3)^3Bi + 6,5\,MgO.$$

L'adjonction de chaque activateur augmente sensiblement l'intensité lumineuse du mélange initial. La figure ci-après est relative au spectre d'émission d'une couche de $0^{mm},5$ d'épaisseur de ce produit déposé sur un disque de 4^{cm} de diamètre. Les spectres sont obtenus avec un spectrographe Cojan ouvert à F/6.

([1]) Bouroff, *Diplôme d'Études sup. de Sciences ph.*, n° 810, Paris.

Les précautions pour la détermination de la courbe de dispersion de ce spectrographe ont été prises. Le repérage des longueurs d'onde a été déterminé par



Raies du mercure, 1, 4 et 7. — Spectres d'émission du produit : 2, après 45 minutes d'excitation à l'arc électrique; 3, après 1 heure d'excitation à la lumière solaire; 5, après 30 minutes d'excitation à la lumière solaire; 6, après 15 minutes d'excitation à la lumière solaire.

les raies de l'arc à mercure. Le cliché a été obtenu sur une plaque superfulgur préparée pour l'étude de l'effet Raman. Après une pose de 15 heures on obtient le relevé spectral indiqué sur la légende.

Ce relevé spectral montre les hautes qualités de luminescence d'un corps phosphorescent à plusieurs activateurs métalliques.

Pour des temps d'excitation égaux, la bande spectrale du corps-mélange est nettement plus grande que pour SrS activé seulement par Bi. Dans le cas du premier, elle est comprise entre 5000 et 4500 Å, tandis que dans le cas SrS, Bi, elle est de 4085 à 4040 Å.

Ce fait peut s'expliquer en admettant que, dans un mélange phosphorescent à deux, trois et même plusieurs métaux dits activateurs, les centres luminogènes sont répartis dans le réseau cristallin moléculaire où ils sont maintenus à une certaine distance les uns par rapport aux autres, par des forces électrostatiques intermoléculaires. Ainsi aucune réaction chimique défavorable aux centres luminogènes ne pourrait se produire. Dans ces conditions pareils activateurs luminogènes agissent séparément; ils augmentent la durée de restitution de la lumière et accroissent l'intensité lumineuse.

RAYONS X. — *Mesures de coefficients d'absorption de rayons* X. Note de MM. **Jean Devaux** et **André Guinier**, présentée par M. Charles Mauguin.

Si les propriétés de l'absorption des rayons X par la matière sont utilisées d'une façon qualitative dans la radiographie, les mesures quantitatives d'absorption n'ont pas encore fait l'objet d'applications pratiques. Il semble

toutefois que cette technique peut présenter de l'intérêt dans un grand nombre de problèmes.

L'objet de la présente Note est la description d'un appareil précis et commode de mesure de coefficients d'absorption pour des rayons X de longueur d'onde comprise entre 0,5 et 2 Å. La méthode simple qui consiste à comparer les courants d'ionisation dans une chambre recevant alternativement le faisceau, avec et sans l'absorbant étudié, présente un grave inconvénient : l'intensité du faisceau émis doit rester constante pendant au moins 5 minutes; sans dispositif spécial de stabilisation de la tension du réseau, les fluctuations de celui-ci limitent la précision des mesures à 5 %. Le principe de notre appareil est de mesurer directement le rapport des intensités du faisceau, avant et après l'absorbant, donc une quantité indépendante de l'intensité du rayonnement primaire.

Le faisceau, rendu strictement monochromatique par le monochromateur décrit par l'un de nous ([1]), traverse successivement deux chambres d'ionisation entre lesquelles est intercalé l'absorbant. Les tensions appliquées à chacune d'elles sont de signes opposés, de façon que les courants d'ionisation soient de sens inverse. La seconde chambre qui reçoit le faisceau affaibli est une chambre normale remplie d'air ou d'argon; la première est une chambre très peu sensible dont la sensibilité est réglable, ***la surface de l'électrode collectrice d'ions pouvant être modifiée par le déplacement d'un écran au moyen d'une vis micrométrique***. Pour une position donnée de la vis, il existe un rapport des intensités des faisceaux de rayons X, avant et après l'absorbant, tel que les courants d'ionisation dans les deux chambres soient égaux et de sens contraires. La somme de ces courants passe dans une très grande résistance (10^{11} ohms)([2]) et la différence de potentiel aux bornes de la résistance est mesurée à l'aide d'une lampe électromètre. Quand les chambres sont équilibrées, le galvanomètre du circuit plaque ne dévie pas si l'on intercepte le faisceau X. Toutes les précautions usuelles en électrométrie (blindage, bon isolement) ainsi qu'un montage à compensation de dérive ([3]) donnent à l'amplification une très bonne stabilité.

Pour déterminer la relation entre le coefficient d'absorption et la position de la vis de la chambre réglable à l'équilibre, on prépare une série d'écrans d'absorption connue. Pour le rayonnement CuKα par exemple, ils sont formés de feuilles de cellophane de $0^{mm},1$ d'épaisseur constituant la suite : 1, 2, 2, 5, 10, 10, 20. Nous les avons étalonnés en valeur relative par une méthode employée pour l'étalonnage des boîtes de poids; l'étalonnage en valeur absolue a été fait par comparaison avec des écrans d'aluminium extra pur d'épaisseur connue.

([1]) A. GUINIER, *Annales de Physique*, **12**, 1939, p. 161.
([2]) L. DIVAN et B. VODAR, *Soc. franç. de Phys.*, 18 décembre 1942.
([3]) GILLOD, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1080.

Parmi les nombreuses applications possibles de cet appareil, nous citerons les suivantes :

1° *Mesure de l'épaisseur d'un corps homogène.* — La mesure donne la valeur du produit μp du coefficient d'absorption massique μ par le poids de la substance par unité de surface p. Les limites du facteur d'absorption $e^{\mu p}$ mesurable avec les chambres utilisées actuellement sont, pour le rayonnement $CuK\alpha$, 10 à 100 si la deuxième chambre est remplie d'air et 100 à 10000 si elle est remplie d'argon. Comme on a la relation $\rho x = p$, où ρ est la densité et x l'épaisseur de l'absorbant, si μ et ρ sont connus, la mesure expérimentale détermine x. On peut arriver à des sensibilités très grandes ; par exemple, pour une bande d'aluminium laminé de $0^{mm},25$, une variation d'épaisseur de 1 micron provoque un déplacement du spot du galvanomètre de 4^{cm}. La surface explorée est petite, de l'ordre de $2^{mm} \times 0^{mm},2$, grâce à la focalisation des rayons X par le monochromateur, bien plus faible que celle des palpeurs généralement utilisés dans les machines à mesurer. D'autre part la pression exercée par les machines peut influer sur la valeur trouvée dans le cas de matières très tendres, ce qui n'est pas le cas ici où l'on n'exerce aucune pression sur l'échantillon. Si le ruban à examiner se déplace de façon continue, on peut, en recevant le spot du galvanomètre sur un tambour enregistreur, obtenir la courbe des variations d'épaisseur du ruban. La méthode peut s'appliquer également pour déterminer l'épaisseur d'un dépôt métallique mince (dorure, argenture, aluminure etc.) sur une plaque de verre ou tout autre support peu absorbant.

2° *Détermination de la composition de l'absorbant.* — Si l'échantillon a une épaisseur connue x, on déduit de l'expérience la valeur $\mu\rho$, ce qui permet de faire l'analyse d'une substance dont *la composition ne dépend que d'un paramètre.* C'est le cas par exemple des composés binaires. A cause des grandes variations des coefficients d'absorption entre deux éléments, la méthode est susceptible d'avoir une bonne sensibilité. Pour les alliages, les formules employées ont déjà été indiquées par l'un de nous à propos des mesures d'absorption photographiques ([4]).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la formation des germes dans les transformations allotropiques.* Note ([1]) de M. **Pierre Laurent**, présentée par M. Léon Guillet.

Nous nous limiterons ici au cas des corps purs, bien que les raisonnements se généralisent sans difficultés aux solutions solides. Quelle que soit leur nature, les transformations allotropiques des solides peuvent se ranger dans l'une des deux classes suivantes :

([4]) A. Guinier, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 48.

([1]) Séance du 10 janvier 1944.

a. Transformations avec germes : solidification, décomposition de l'austénite, recristallisation après écrouissage, ...

b. Transformations par glissement : transformation de l'austénite en martensite, trempe des laitons, ...

Notons simplement qu'une variation de la vitesse de refroidissement permet de passer d'un mode de transformation à l'autre et que, dans les transformations par glissement, le nouveau réseau cristallographique dérive du réseau initial par une translation parallèlement à des directions déterminées.

Dans une phase en équilibre, la répartition de l'énergie n'est pas uniforme; à l'intérieur d'un domaine déterminé la probabilité d'une fluctuation E autour de la valeur moyenne E_0 est proportionnelle (²) à $e^{-\frac{E^2}{2KT^2}\frac{dT}{dE_0}}$ (K constante de Boltzmann; T, température absolue; $\frac{dE_0}{dT} = c$, chaleur spécifique à volume constant). Par suite la probabilité d'une fluctuation supérieure à E est

$$P = P_0 \int_E^\infty e^{-\frac{E^2}{2KcT^2}} dE \qquad \text{avec} \quad \frac{1}{2} = P_0 \int_0^\infty e^{\frac{-E^2}{2KcT^2}} dE, \qquad P_0 = \frac{1}{T\sqrt{2\pi Kc}}.$$

Considérons un germe de la phase B, formé à l'intérieur de la phase A et que nous supposerons sphérique, de rayon r pour simplifier. Ce domaine résulte d'une réorganisation des atomes de la phase A. La liaison entre les orientations des réseaux de la phase A et de la phase transformée permet de supposer que le germe résulte d'une transformation par glissement à l'intérieur du domaine de rayon r. Cette transformation n'est possible qu'autant qu'il existe dans ce domaine une énergie suffisante, c'est-à-dire que la fluctuation d'énergie soit supérieure à $\frac{4}{3}\pi r^3 U$ (U étant une constante). La probabilité de formation d'un germe de rayon r est $P_0 \int_{\frac{4}{3}\pi r^3 U}^\infty e^{-\frac{E^2}{2KcT^2}} dE$; la probabilité de destruction de ce germe est $P_0 \int_{\frac{4}{3}\pi r^3 U}^\infty e^{\frac{-E^2}{2KcT^2}} dE$ avec $U' = U + \mu_A - \mu_B^r$ (μ_A = potentiel thermodynamique de la phase A, μ_B^r celui du germe de rayon r). Or

$$\mu_B^r = \mu_B + \frac{4\pi r^2}{\frac{4}{3}\pi r^3}\Sigma = \mu_B + \frac{3\Sigma}{r}$$

(Σ étant l'énergie superficielle par unité de surface du germe). La probabilité de formation d'un germe stable de rayon r est

$$P = P_0 \int_{\frac{4}{3}\pi r^3 U}^\infty e^{-\frac{E^2}{2KcT^2}} dE - P_0 \int_{\frac{4}{3}\pi r^3 U'}^\infty e^{-\frac{E^2}{2KcT^2}} dE \sim P_0 (U' - U) \frac{4}{3}\pi r^3 e^{-\frac{\left(\frac{4}{3}\pi U\right)^2}{2KcT^2} r^6}$$

(²) F. PERRIN, *Mécanique statistique quantique*, Paris, 1939, p. 33.

Par suite, la probabilité de formation d'un germe de rayon r par unité de volume est

$$P = P_0\left(\mu_A - \mu_B - \frac{3\Sigma}{r}\right)e^{-\left(\frac{4}{3}\pi U\right)^2 \frac{r^6}{2KcT^2}}.$$

Cette probabilité n'est positive que pour $r > r_0 \left(r_0 = \frac{3\Sigma}{\mu_A - \mu_B}\right)$; les germes de rayon inférieur à r_0 ne seront pas stables. Le nombre de germes formés pendant l'unité de temps dans l'unité de volume peut s'écrire, A étant une constante,

$$\mathfrak{N} = AP_0 \int_{r_0}^{\infty} \left(\mu_A - \mu_B - \frac{3\Sigma}{r}\right)e^{-\left(\frac{4}{3}\pi U\right)^2 \frac{r^6}{2KcT^2}}\, dr,$$

$$\frac{\mathfrak{N}}{A} = \frac{1}{6\pi\left[\frac{8}{3}\pi K c U\right]^{\frac{1}{3}}} \frac{\mu_A - \mu_B}{T^{\frac{2}{3}}} \int_{u_0}^{\infty} e^{-u} u^{-\frac{5}{6}}\, du - \frac{\Sigma}{3\sqrt{2Kc\pi}} \frac{1}{T} \int_{u_0}^{\infty} e^{-u} u^{-1}\, du,$$

$$u_0 = \left[\frac{U}{\sqrt{2Kc}} \frac{4\pi}{3}\right]^{\frac{1}{3}} \frac{r_0^{\frac{1}{6}}}{T^{\frac{1}{3}}}.$$

On montre sans difficulté que $\mu_A - \mu_B = \text{const}(T - T_e) - T(c - c') L_n \frac{T_e}{T}$, c et c' étant les chaleurs spécifiques et T_e la température d'équilibre des deux phases. On a sensiblement, q étant une constante positive,

a. pour les températures supérieures à T_e, $\mu_A - \mu_B = q(T - T_e)$.

b. pour des températures inférieures à T_e, $\mu_A - \mu_B = q(T_e - T)$.

Nous n'envisagerons que ce dernier cas; le nombre des germes formés par unité de temps et de volume peut ainsi s'écrire

$$\mathfrak{N} = \alpha \frac{T_e - T}{T^{\frac{2}{3}}} \int_{u_0}^{\infty} e^{-u} u^{-\frac{5}{6}}\, du - \frac{B}{T} \int_{u_0}^{\infty} e^{-u} u^{-1}\, du, \qquad u_0 = \gamma \frac{r_0^{\frac{1}{6}}}{T^{\frac{1}{3}}} \qquad r_0 = \frac{3\Sigma}{q(T_e - T)}.$$

On voit aisément que $\mathfrak{N}$ et $\frac{d\mathfrak{N}}{dT}$ sont nuls pour $T = 0$ et $T = T_e$. On retrouve ainsi l'allure des courbes expérimentales obtenues notamment par Tammann et ses élèves.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'oxydation de l'acide phtalique par le permanganate de potassium.* Note de MM. **Alfred Leman** et **Michel Delannoy**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans l'oxydation du β-naphtol par MnO^4K en milieu sulfurique ([1]), on obtient facilement le stade de l'acide phtalique soit à chaud pour une acidité faible (moins de 1^{mol} de SO^4H^2 par mol. de naphtol), soit à froid pour une acidité moyenne (5^{mol}). Aussi avons-nous entrepris l'étude des facteurs influençant l'oxydation permanganique de l'acide phtalique.

Nous avons d'abord constaté l'influence de l'acidité et de la concentration du MnO^4K. Si l'on verse MnO^4K N/1 (à $31^g,6$ par litre) à la burette, l'oxydation n'a pas lieu à froid; à chaud, avec des acidités faibles (1 à 2^{mol} de

([1]) A. Leman et Ch. Derremaux, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **9**, 1942, pp. 165-170; A. Leman et M. Delannoy, *ibid.*, **10**, 1943, p. 509.

SO^4H^2 par mol. d'acide phtalique), elle se produit dans la proportion de 20 à 40 %, tandis qu'elle est pratiquement nulle avec des acidités plus fortes (3^{mol} et au-dessus). Si, au contraire, on verse d'emblée un volume important de MnO^4K et qu'après réaction à l'ébullition pendant 5 minutes on dose MnO^4K en excès, l'oxydation croît d'abord de 20 à 50 % (0 à 2^{mol},5 de SO^4H^2), puis décroît pour des acidités plus fortes, tout en se maintenant à un palier vers 35 %.

Nous avons alors étudié l'influence de nombreux facteurs : quantité totale de SO^4H^2 ou de MnO^4K, leur concentration, température et durée de réaction etc., en utilisant la technique suivante : on chauffe à une température donnée pendant un temps déterminé 100^{cm^3} de solution aqueuse renfermant 1/2000 de mol. d'acide phtalique et une quantité connue de SO^4H^2 N/1 et de MnO^4K N/1 ; puis on arrête brusquement l'oxydation par addition d'un excès de $C^2O^4H^2$ N/1 qui décolore MnO^4K et dissout les peroxydes de manganèse; on dose en retour par MnO^4K; on calcule le nombre d'atomes d'oxygène ayant oxydé l'acide phtalique, ou le taux d'oxydation (l'oxydation totale exigeant 15^{at} d'oxygène). Voici nos principales constatations :

1° pour MnO^4K la concentration N/4 est optimum;

2° l'augmentation de la concentration de SO^4H^2 diminue la vitesse de réaction : par exemple pour une durée totale de chauffage de 10 minutes, y compris 2 minutes d'ébullition, le taux d'oxydation est de 50 % pour un pH initial de 1,8 et 35 % pour un pH de 0,8;

3° la quantité de SO^4H^2 influe sur le taux final d'oxydation; si l'on veut obtenir l'oxydation presque totale, cette quantité doit être suffisante pour neutraliser OK^2 formé (ici environ 5^{cm^3} de N/1);

4° à chaque température correspond un palier d'oxydation rapidement atteint, puis lentement dépassé.

Nous avons obtenu une oxydation presque totale (97 %) en chauffant 2 minutes à l'ébullition 400^{cm^3} de solution renfermant 1/1000 de mol. d'acide phtalique, 100^{cm^3} de MnO^4K N/1 et 8^{cm^3} de SO^4H^2 N/1.

Nous avons enfin étudié la variation du taux d'oxydation en fonction de la température et de la durée de chauffage dans deux conditions d'acidité assez différentes, 2 ou 20^{mol} de SO^4H^2 par mol. d'acide phtalique, quantité assurant un pH initial de 1,8 ou 0,8. La technique est légèrement modifiée : à la prise d'essai de 1/2000 d'acide phtalique, additionnée de 2 ou 20^{cm^3} de SO^4H^2 N/1 et de 25^{cm^3} de MnO^4K N/1, on ajoute la quantité d'eau nécessaire pour amener à 100^{cm^3}, mais cette eau est à une température voisine de l'ébullition afin que la liqueur d'épreuve soit d'emblée au voisinage de la température recherchée. Nous indiquons ici quelques-uns des taux d'oxydation que nous avons obtenus,

1° *à* pH *initial* 1,8 :

Température......	45°.				60°.				75°.			Ébull.	
Durée (min.)....	0	10	20	30	60	0	3	8	30	0	5	30	0	10
Taux %.........	8	9,5	29	63	70	16	32	72	75	65	70	75	74	75

Le taux d'oxydation atteint un palier de 70-75 %, palier dû probablement à la faible quantité de SO^4H^2 introduit. Ce palier est atteint immédiatement à l'ébullition, en 5 minutes à 75°, en 8 minutes à 60°, en 60 minutes à 45°. Nous avons observé un pétillement très vif, qui dure environ 2 minutes, vers 72-75°.

2° *à* pH *initial* 0,8 :

Température	60°.		80°.					Ébull.				
Durée (min.)	5	20	0	4	8	30	60	0	2	5	10	20
Taux %	3	4	1,5	36	54	87	95	19	56	64	82	90

L'oxydation, pratiquement nulle à 60°, atteint un taux de 90 % en 30 minutes à 80°, et en 20 minutes à l'ébullition. Nous avons encore observé le pétillement, mais vers 85°.

Conclusions. — 1° Le taux d'oxydation permanganique de l'acide phtalique varie énormément suivant les conditions.

2° On obtient l'oxydation presque totale avec SO^4H^2 en quantité suffisante, mais très dilué.

3° *En milieu faiblement acide*, pH initial de 1,8, l'oxydation commence vers 45°, est déjà rapide à 60°, atteint le maximum presque immédiatement à 75° et immédiatement à l'ébullition. *En milieu fortement acide*, pH initial de 0,8, l'oxydation est nulle à 60° et ne commence que vers 80°, avec une vitesse plus faible qu'en milieu faiblement acide; le maximum n'est atteint qu'après 15 à 20 minutes de chauffage à 80° ou à l'ébullition.

4° On observe un pétillement très vif vers 72° en milieu faiblement acide, et vers 85° en milieu fortement acide.

5° Il semble donc qu'il faille admettre deux mécanismes différents d'oxydation suivant l'acidité faible ou forte du milieu. La réaction primaire pourrait être : d'une part la fixation de deux hydroxyles sur une double liaison et formation d'un α-glycol dérivé du cyclohexadiène, d'autre part l'hydroxylation d'un atome d'hydrogène du noyau et formation d'acide hydroxyphtalique.

GÉOLOGIE. — *La région des Monts de Faugères. Les écailles de Cabrières (Montagne Noire).* Note (1) de M. **Bernard Gèze**, présentée par M. Charles Jacob.

A l'Est de la bande autochtone de la vallée du Jaur et de la nappe des Monts de Pardailhan (2), les terrains primaires, partiellement autochtones, mais aussi partiellement charriés, continuent à affleurer largement dans la région à laquelle je donne la dénomination générale de *Monts de Faugères*. Cette dernière s'étend approximativement depuis la cluse de l'Orb vers l'Ouest jusqu'aux environs de Cabrières à l'Est, où les terrains primaires charriés qui constituent les *écailles de Cabrières* la masquent en partie.

---

(1) Séance du 7 février 1944.

(2) Cf. les Notes précédentes, *Comptes rendus*, 218, 1944, pp. 160 et 238.

La région des Monts de Faugères. — Le matériel stratigraphique comprend, en discordance sur des schistes et grès cambro-ordoviciens, des dolomies souvent gréseuses à la base et des calcaires du Dévonien, enfin des formations dinantiennes en continuité apparente.

La bordure occidentale est constituée, dans la vallée de l'Orb, par une série renversée située au-dessous de la nappe des Monts de Pardailhan. Le Dinantien s'y trouve recouvert par les formations dévoniennes et les surfaces de glissement ne sont pas rares (Mont-Peyroux).

La bordure septentrionale, essentiellement dévonienne, et qui s'appuie au Nord contre une bande de schistes et grès cambro-ordoviciens, présente une suite de plis serrés, dont l'étude n'est pas achevée. Les formations de son extrémité orientale se montrent entièrement « schistosées », aspect qui peut être dû aux pressions exercées par les écailles de Cabrières qui les ont sans doute en partie recouvertes.

Le reste de la région vers le Sud correspond à une large aire de schistes et grès dinantiens très monotones (faciès flysch), où les replis, toujours poussés au Nord, paraissent cependant nombreux. Le manteau de terrains secondaires et tertiaires empêche de préciser la nature de sa limite vers le Sud.

Les écailles de Cabrières. — Ce dernier complexe tectonique n'occupe qu'une surface relativement réduite à l'extrémité orientale de la Montagne Noire, au-dessus de la région des Monts de Faugères, mais c'est lui qui offre les plus grandes complications de détails et son interprétation demeure délicate.

Bergeron ([3]) y voyait une seule grande écaille de schistes siluriens et calcaires dévoniens, glissée vers le Nord au-dessus du flysch dinantien et qui allait s'encapuchonner dans le massif autochtone du Pic de Bissous, terminaison des Monts de Faugères, l'érosion ayant ultérieurement donné le découpage en lambeaux isolés que l'on peut actuellement observer. Cette interprétation demeure dans ses grandes lignes, mais il convient de la nuancer à bien des égards.

En premier lieu, *il ne s'agit pas d'une écaille unique mais d'un complexe de plis et d'écailles imbriqués*, pouvant, il est vrai, résulter du jeu relatif des éléments d'une même nappe primitive du deuxième genre. Ce jeu s'expliquerait sans doute par la présence, dans la région recouverte par la nappe, de bourrelets calcaires récifaux du Viséen supérieur autochtone ou plus vraisemblablement parautochtone. Vers le Nord, un système d'écailles (de Roquessels-Cabrières) comprend tous les lambeaux d'aspect chaotique échelonnés depuis le NE de Laurens jusqu'aux hauteurs situées entre Cabrières et Péret. Les déversements y sont spécialement intenses et il n'est pas impossible qu'il s'y trouve des débris de flancs inverses. Vers le Sud, une grande écaille (de Laurens-Vailhan) forme le Causse de Laurens, les lambeaux de Sainte-Cécile, Magrignan, Glauzy et le

([3]) *Bull. Soc. géol. Fr.*, 3e série, 27, 1899, pp. 617-678 et 4e série, 4, 1904, pp. 180-194.

plateau du Falgairas. Malgré de petites complications à sa base, elle est en général plus régulière et subhorizontale.

En second lieu, il convient de noter que *la constitution statigraphique de chacun de ces éléments n'est pas identique*. En règle générale, vers le Nord, sur une base d'Arenig, viennent directement le Dévonien et le Viséen complets, tandis que vers le Sud un Ordovicien supérieur et un Gothlandien de plus en plus puissants sont conservés sous les masses de Dévonien inférieur et localement de Dévonien moyen.

Enfin *il ne semble pas certain que le Pic de Bissous ne fasse pas lui-même partie des écailles septentrionales*. Sa série stratigraphique et sa disposition renversée sont en effet identiques à celles de certains lambeaux charriés (Tourière par exemple), et une faille importante le sépare de la zone schistosée des Monts de Faugères (Massif du Caragnas) qui ne se trouve pas dans son prolongement. De toutes façons, si l'on estime que ce pic appartient encore à l'unité sous-jacente, il est nécessaire d'admettre que, tandis que la nappe surmontait la terminaison orientale des Monts de Faugères, elle l'en décrochait entièrement et le repoussait vers le Nord sans le recouvrir.

L'origine des écailles de Cabrières ne paraît pas très lointaine. En effet le système septentrional présente les mêmes faciès que le Mont Peyroux, situé au Sud-Ouest des Monts de Faugères, et l'on peut estimer qu'il résulte de l'entraînement d'une zone comparable, localisée primitivement *une dizaine de kilomètres au Sud de son front actuel*. L'écaille méridionale pourrait cependant provenir d'une distance un peu supérieure mais qu'on ne saurait chiffrer avec précision.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Observations sur la germination des spores de quelques Filicinées*. Note de Mme **Germaine Hurel-Py**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

Au cours des expériences qui nous ont permis d'obtenir la culture aseptique, à partir de la spore des prothalles de *Nephrolepis cordifolia* et de *Gymnogramme calomelanos*, nous avons rencontré des difficultés pour obtenir la germination des spores de Filicinées en milieu aseptique; ceci nous a incitée à préciser les conditions de cette germination.

Pour résoudre ce problème, nous avons fait d'abord une série d'expériences préliminaires destinées à déterminer le rôle de la consistance du milieu de culture et celui de l'aseptie dans la germination des spores. Nos expériences ont porté sur les espèces suivantes : *Gymnogramme calomelanos*, *Blechnum occidentale*, *Diplazium Shepherdii* et *D. Petersenii*, *Adiantum fulvum*, *Asplenium rutæfolia* et *Doodia caudata*. De toutes ces espèces nous avons prélevé des frondes fructifiées que nous avons coupées en deux longitudinalement. Ces deux moitiés de frondes ont été réparties en deux lots : le premier lot a été stérilisé par du sublimé à 2 %₀, le deuxième a été laissé tel que. Les spores recueillies

ont été ensemencées soit sur solution de Knop additionnée de son volume d'eau, soit sur la même solution solidifiée par de la gélose, soit sur la même solution imprégnant du coton hydrophile, soit enfin sur de la terre humide. Les spores stériles ont été déposées sur les milieux stérilisés, les spores non stériles sur les mêmes milieux non stérilisés. De ces expériences préliminaires nous avons tiré les conclusions suivantes :

1° les milieux liquides sont plus favorables à la germination des spores que les milieux solides;

2° les milieux gélosés sont les plus défavorables à cette germination;

3° les spores germent beaucoup moins rapidement quand on les place dans des conditions aseptiques.

La culture en milieu aseptique produit donc une action défavorable très nette sur la germination des spores. Cette action défavorable peut être attribuée à deux causes différentes : ou bien l'antiseptique employé lèse les spores qui germent ensuite plus difficilement, ou bien les spores ont besoin pour germer d'être associées à des microorganismes. Pour élucider cette question, nous avons cultivé des spores de *Gymnogramme calomelanos* et de *Blechnum occidentale* (deux espèces dont les spores germent facilement) dans les conditions suivantes :

spores non stériles sur milieux liquides non stériles,
spores stériles sur milieux liquides non stériles,
spores stériles sur milieux liquides stériles.

Nous avons employé pour ces expériences deux milieux liquides différents : du Knop; dilué comme précédemment, de l'eau ordinaire, afin de voir si ce dernier milieu ne serait pas plus favorable que le précédent à la germination des spores. Au bout d'une dizaine de jours nous avons constaté des débuts de germinations qui sont apparus dans l'ordre suivant :

Spores de *Gymnogramme* non stériles dans eau non stérile; spores de *Gymnogramme* non stériles dans Knop non stérile; spores de *Blechnum* non stériles dans Knop non stérile; spores de *Gymnogramme* stériles dans eau non stérile; spores de *Gymnogramme* stériles dans Knop non stérile; spores de *Blechnum* stériles dans Knop non stérile. Les spores de *Blechnum* sur eau et les spores de *Gymnogramme* et de *Blechnum* stériles sur milieux stériles n'ont pas germé.

De ces observations on peut tirer les conclusions suivantes :

1° les spores de *Blechnum occidentale* germent moins vite que les spores de *Gymnogramme calomelanos* dans les mêmes conditions de culture;

2° le même milieu de culture ne convient pas à la germination des spores de toutes les espèces de Filicinées; c'est ainsi que l'eau, qui n'est pas favorable à la culture des spores de *Blechnum*, paraît au contraire être très favorable à celle des spores de *Gymnogramme*;

3° l'absence de microorganismes gêne nettement la germination;

4° l'antiseptique employé, c'est-à-dire le sublimé, diminue le pouvoir germinatif des spores, ce qui explique, dans ces expériences, l'échec des cultures aseptiques. Notons toutefois que cet échec n'est pas constant et qu'il nous est arrivé d'obtenir des cultures aseptiques de *Gymnogramme calomelanos* et de *Blechnum occidentale*.

CRYPTOGAMIE. — *L'influence des émanations du radium sur le* Sterigmatocystis nigra. Note [1] de MM. **Auguste** et **René Sartory** et **Benoit Wurtz.**

Comme technique de culture, nous avons employé celle signalée par Rivalier et Seydel [2] (cultures sur lames ou sur lamelles). On a utilisé le milieu suivant :

Solution de *Czapek*	10^{cm^3}
Sulfate d'ammonium	$0^g,50$
Glucose	3^g
Gélose	$0^g,80$
Eau distillée, Q. S. pour	100^{cm^3}

Dans certaines cultures le sulfate d'ammonium a été remplacé par l'acide azotique à raison de $0^g,72$ ‰.

Les ensemencements sont pratiqués en surface à l'aide d'une émulsion de spores provenant de repiquages récents sur carotte. Les boîtes de Petri contenant les lamelles ensemencées sont disposées à $+37°$ et subissent l'irradiation à cette température par l'action indirecte du radium obtenue de la façon suivante : un tube de Borrel renfermant 100^{cm^3} d'eau est soumis à une irradiation de 50 millicuries au moyen de tubes employés en thérapeutique humaine. Après avoir retiré le radium, on place le tube de Borrel à l'étuve pendant une semaine environ, puis on le retire de celle-ci. A ce moment les cultures sont disposées à l'étuve; on les abandonne pendant des temps variant entre 8 heures et quelques jours. Nous donnons ci-dessous les résultats obtenus.

I. *Modifications dans la germination des spores.* — Les spores normales, d'un diamètre moyen de 2 à 3^{μ}, germent d'ordinaire à partir de la 7° ou 8° heure en un seul point, que l'on appelle le spore germinatif, par éclatement de leur membrane brune et cireuse. Quelques-unes germent dans deux directions souvent diamétralement opposées, mais c'est là une exception. Or, après irradiation, la grande majorité des spores germent dans deux sens diamétralement opposés, quelques-unes dans trois directions; certaines engendrent quatre filaments.

De plus les filaments issus de ces spores ne se comportent pas comme des filaments normaux : quelques-uns, presque immédiatement à la sortie de la spore, donnent naissance à un appareil reproducteur asexué parfaitement constitué.

---

(1) Séance du 17 janvier 1944.

(2) *Ann. Par.*, **10**, 1932, pp. 444-452; *C. R. Soc. biol.*, **110**, 1932, p. 181.

II. *Modifications dans la reproduction.* — La reproduction normale de notre organisme se fait par voie asexuée (appareil conidien). Les cultures soumises à l'irradiation présentent les anomalies suivantes : 1° au bout de 15 à 18 heures de nombreux filaments s'enroulent sur eux-mêmes, s'intriquent de manière à former une sorte de nid entouré d'ornementations buissonneuses, le tout présentant l'apparence d'un périthèce; dans le voisinage immédiat nous notons d'une façon constante la présence de gros éléments en massues provenant soit de la déformation d'un filament mycélien, soit directement de la germination d'une spore; la signification de ces éléments nous échappe; nous pouvons tout au plus formuler l'hypothèse qu'il s'agirait d'un élément copulateur; 2° au bout de 20 à 24 heures, nous retrouvons les mêmes éléments, mais, de plus, au voisinage des périthèces, on note la présence de cellules allongées (12 sur 4^{μ}), contenant des inclusions; le plus souvent ces cellules laissent échapper quatre éléments globuleux (4 sur 6^{μ}). Il semble hors de doute qu'il s'agisse là d'ascospores libérées par des asques mûrs. Les asques naîtraient eux-mêmes dans les périthèces dont certaines cellules se différencieraient; 3° dans les cultures plus âgées (24 à 26 heures), nous trouvons une quantité d'éléments en forme d'ampoules, très fortement colorés par le bleu C4B Poirier, portées par des filaments grêles. Certaines de ces ampoules ont éclaté, répandant des traînées de protoplasme. La signification de ces éléments nous échappe totalement.

Conclusion. — L'irradiation a produit sur notre organisme des modifications profondes affectant l'appareil végétatif et l'appareil reproducteur. Les premières ont déjà fait l'objet d'une Note. Les secondes ont été obtenues par des procédés plus doux. Grâce à cette technique il nous a été possible d'observer toute la série des organes qui caractérisent morphologiquement l'appareil reproducteur sexué (périthèce, asque et ascospore) d'une espèce pour laquelle l'ensemble de ces organes était inconnu jusqu'à présent.

Dans l'avenir nous espérons étayer ces conclusions par des démonstrations cytologiques faisant l'objet de recherches actuellement en cours au laboratoire.

ANATOMIE COMPARÉE. — *Interprétation du sillon pariéto-occipital du cerveau humain.* Note de Mlle **Madeleine Friant**, présentée par M. Charles Pérez.

Pour interpréter le sillon pariéto-occipital de Cunningham, il est indispensable de connaître la disposition qu'affecte un sillon important du cerveau des Mammifères, le Splénial, disposition que je vais rappeler sommairement.

Le Splénial est un long sillon recourbé qui, sur la face interne du *neopallium*, entoure, en arrière, le hile de l'hémisphère, c'est-à-dire les commissures. On admet qu'il est constitué de trois éléments, parfois séparés, qui sont, d'arrière

en avant : 1° la Calcarine ([1]), qui marque, par définition, la limite antérieure de l'aire visuelle ou striée; 2° l'Intercalaire, situé au-dessus du corps calleux, parallèlement à son plan supérieur; 3° le Crucial, qui, par définition, affecte, avec l'aire des cellules pyramidales (motricité volontaire), des rapports définis et constants.

Ainsi que l'a montré G. Elliot Smith, le Splénial des Primates est représenté par l'ensemble que constituent le sillon appelé *Callóso-marginal* (correspondant, au point de vue topographique, à l'Intercalaire) et la Calcarine, généralement indépendante du Calloso-marginal, bien développée chez les Lémuriens et chez l'Homme, très réduite chez les Singes. Quant au Crucial, il n'existe pas, et l'aire des cellules pyramidales est située en avant du Central (Rolando), sillon de complication en rapport avec la forme subsphérique du cerveau.

A la Calcarine s'ajoute, chez les Primates, un prolongement postérieur qui se branche sur elle, c'est la Rétrocalcarine, dont la présence est liée au développement du lobe occipital. Les Mammifères autres que les Primates, qui n'ont pas de lobe occipital, n'ont pas non plus de Rétrocalcarine; on en trouve cependant une ébauche chez quelques Carnassiers arctoïdes (Ours, Otarie), dont le cerveau, plus sphérique que celui des Canidés par exemple, tend à présenter un lobe occipital.

Il convient de noter que la Calcarine des Indrisidés, parmi les Lémuriens,

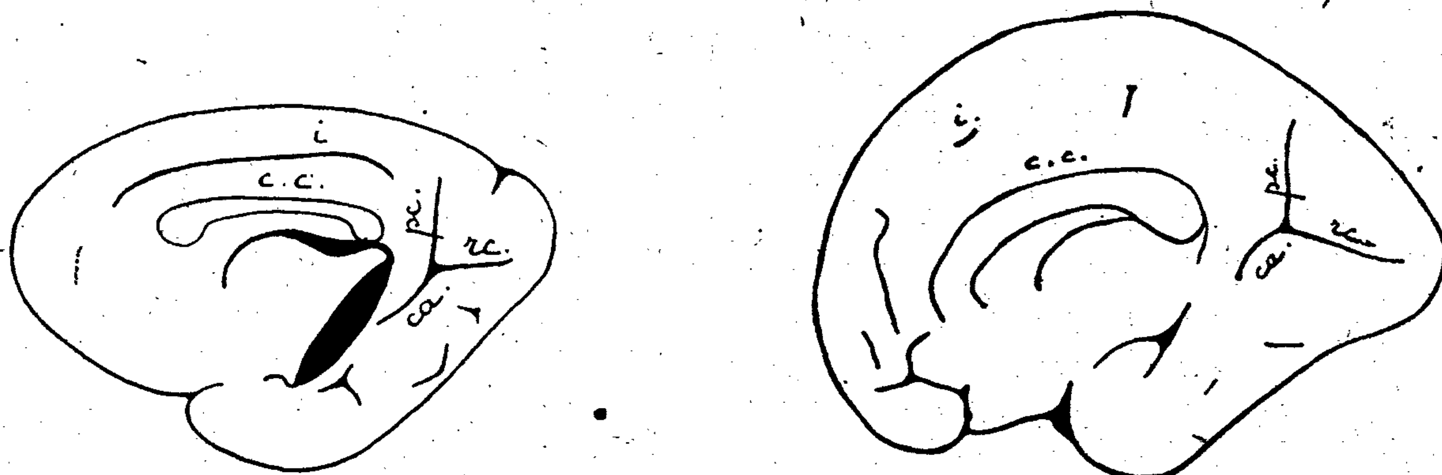


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Face interne de l'hémisphère cérébral droit d'un *Propithecus Verreauxi Coquereli* A. Grand., rapporté, en 1939, de Madagascar par M. R. Jeannel. *ca*, Calcarine; *rc*, Rétrocalcarine; *pc*, Paracalcarine; *i*, intercalaire (sillon calloso-marginal); *c. c.*, corps calleux. G. N.

Fig. 2. — Face interne de l'hémisphère cérébral droit d'un fœtus humain, au début du septième mois de la vie intra-utérine (Hôpital Saint-Vincent-de-Paul, janvier 1944). *ca*, Calcarine; *rc*, Rétrocalcarine; *pc*, Paracalcarine (sillon pariéto-occipital de Cunningham). Un pli de passage profond sépare en général, chez l'Homme, la Paracalcarine de la Calcarine. Noter la flexion télencéphalique et le développement du lobe occipital beaucoup plus considérable que chez le Propithèque. G. N. × 2/3.

semble parfois se continuer directement avec le reste du Splénial, comme chez les Carnassiers; parfois aussi elle se prolonge, vers le haut, par un sillon nettement séparé de l'Intercalaire (*fig.* 1). Avec G. Elliot Smith j'ai nommé

([1]) Dont le nom vient de ce que, chez l'Homme, un prolongement profond et postérieur de cette partie du Splénial détermine, à l'intérieur de la corne occipitale ventriculaire, une saillie appelée *calcar* ou ergot de Morand.

ce sillon *Paracalcarine* (Mlle M. Friant, *Revue anthropologique*, oct.-déc. 1940, p. 257). Il s'agit évidemment là d'une partie de Splénial qui existe aussi chez la plupart des autres Lémuriens et des Singes.

La Calcarine, la Rétrocalcarine et la Paracalcarine constituent ce que l'on appelle généralement, le Complexe calcarin, dont l'aspect est celui d'un lambda couché.

Chez l'Homme la face interne de l'hémisphère présente, au niveau du lobe occipital, un grand nombre de sillons. Pour comprendre la morphologie du complexe calcarin, il est indispensable d'étudier un stade de son évolution ontogénique.

Au septième mois de la vie intra-utérine (*fig.* 2), on voit, nettement marqués, la Calcarine, la Rétrocalcarine et un sillon qu'avec D. J. Cunningham (*Royal Irish Academy*, 1892, p. 32) on nomme habituellement *sillon pariéto-occipital*. La comparaison de ce cerveau fœtal avec un cerveau d'Indrisidé adulte me permet d'affirmer que le sillon pariéto-occipital de l'Homme correspond à la Paracalcarine des Lémuriens et fait, indubitablement, partie du Splénial.

Chez les Mammifères le Splénial comporte donc, en principe, quatre éléments : Calcarine, Paracalcarine, Intercalaire, Crucial (la Rétrocalcarine étant spéciale aux Primates), au lieu de trois qu'on admettait jusqu'ici.

Au huitième mois de la vie intra-utérine, la région pariéto-occipitale du cerveau humain se complique : la Paracalcarine s'allonge et, chez l'adulte, se termine dans une fosse profonde, la fosse pariéto-occipitale, qui me reste à interpréter : à son niveau existe, entre autres, un sillon nommé jusqu'ici *Paracalcarine*, qui n'est pas l'équivalent de la Paracalcarine telle que je viens de la définir.

BIOLOGIE. — *Lois de la croissance larvaire chez quelques Coléoptères.* Note de Mlle **Georgette Beaumont**, présentée par M. Maurice Caullery.

La courbe de croissance pondérale des larves d'Insectes holométaboles présente une allure générale exponentielle, avec des irrégularités en relation avec chacune des mues. Lorsqu'on envisage seulement : 1° le poids de l'animal à l'éclosion; 2° les poids mesurés immédiatement après chaque mue; 3° le poids de la larve immédiatement avant la mue nymphale, c'est-à-dire les poids à des époques de la vie où le tube digestif est vide, on obtient une courbe de croissance régulière. Si l'on porte en ordonnées les logarithmes des poids de l'insecte à ces stades privilégiés et en abscisses les temps correspondants, les points obtenus s'alignent sur une droite, dont la pente (accroissement journalier du logarithme du poids) définit l'activité de la croissance et peut être appelée *taux de croissance* de l'espèce dans les conditions particulières de l'élevage.

J'ai étudié ce taux de croissance chez trois espèces de Chrysomélides :

Agelastica alni Redt., élevée, à la température constante de 20°, sur l'aulne d'une part, sur le noisetier d'autre part ; *Lina populi* L. et *Lina tremulæ* L., élevées sur le peuplier noir, à 20° et 30°. Le développement des trois espèces comporte deux mues larvaires et, dans chaque espèce, les trois âges larvaires ont des durées sensiblement égales : 6 jours 1/2 chez *A. alni*, 3 jours chez *L. populi*, 3 jours 1/2 chez *L. tremulæ* à 20°. Les taux de croissance sont les suivants :

Agelastica alni, sur Aulne, à 20°	0,1
» Noisetier à 20°	0,06
Lina populi, à 20°	0,23
» *tremulæ*, à 20°	0,21
» *populi*, à 30°	0,30
» *tremulæ*, à 30°	0,24

1° A une température donnée (20°), le taux de croissance est un *caractère spécifique*.

2° Les différences spécifiques dans le taux de croissance peuvent traduire, soit des propriétés intrinsèques des espèces, soit simplement leur degré d'adaptation à leur nourriture habituelle. L'alimentation au noisetier, qui permet rarement le développement complet *d'Agelastica alni*, assure la croissance larvaire, mais avec un taux de croissance notablement diminué, lié à une augmentation de la durée des âges et à une diminution du gain pondéral entre deux mues consécutives. Des larves nourries au noisetier pendant leur premier âge, puis replacées sur l'aulne, reprennent leur taux de croissance normal.

3° *Le nombre des mues* est, chez les Chrysomélides, un caractère spécifique que les conditions de température et d'alimentation ne peuvent modifier. Mais ce caractère paraît être indépendant des autres caractéristiques de la croissance larvaire. *Agelastica* et *Lina* ont le même nombre de mues; mais, chez *Lina*, la durée de chaque âge est plus courte et l'accroissement correspondant à chaque âge est plus grand. Les taux de croissance des deux formes sont très différents et il en est de même de leurs *marges de croissance;* le rapport du poids de l'imago au poids de l'œuf est de 60 chez *Agelastica alni*, de 160 chez *Lina*.

4° *Lina populi* et *L. tremulæ* sont deux espèces morphologiquement très voisines, ayant même régime alimentaire, mais de tailles légèrement différentes. Le rapport des poids des deux espèces aux stades morphologiques correspondants reste sensiblement constant (1,5) et la marge de croissance est à peu près la même dans les deux espèces. Les taux de croissance montrent une légère différence à l'avantage de la grande espèce (*L. populi*). La différence entre les tailles spécifiques est donc imputable à la taille des œufs. Les relations génétiques entre ces deux espèces paraissent différentes de celles qui existent entre les deux espèces de *Timarcha* étudiées par M. Abeloos ([1]), où la différence

([1]) *Trav. stat. Zool. Wimereux*, XIII, (vol. jub. M. Caullery), 1939, p. 1.

initiale de taille des œufs s'accentue progressivement au cours du développement, la grande espèce ayant une marge de croissance plus grande que la petite.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Action du propionate de testostérone sur l'organogénèse du tractus génital chez* Rana temporaria *L.* Note de M. **Louis Gallien**, présentée par M. Maurice Caullery.

J'ai eu l'occasion de montrer précédemment ([1]) que le propionate de testostérone injecté à des têtards, puis à de jeunes individus de *Rana temporaria*, entraînait, chez des animaux âgés de trois à six mois, le développement d'une callosité caractéristique. Dans les mêmes séries expérimentales, la même hormone mâle entraîne de profonds bouleversements dans l'organogénèse du tractus génital interne, canaux de Wolff et canaux de Müller.

Si l'on considère un animal témoin âgé de six mois, on constate que le tractus génital est représenté par une double ébauche : deux canaux femelles, les canaux de Müller, qui, latéralement, sous forme d'un mince cordon blanchâtre, s'étendent de la région correspondant à l'ancien pronéphros jusqu'au cloaque, sans toutefois déboucher encore dans celui-ci et une paire de canaux de Wolff fonctionnels, situés dans le mésonéphros, au long de la bordure externe de celui-ci. Ces canaux, au débouché du rein, s'élargissent un peu, se rapprochent l'un de l'autre, pour venir s'ouvrir isolément dans le cloaque. Ce double système se réalise dans les deux sexes, avec un égal développement à cet âge, qui traduit un état d'ambisexualité somatique extrêmement net.

L'introduction d'hormone mâle (propionate de testostérone) dans de jeunes animaux, modifie profondément la destinée de ces ébauches.

L'expérience type est la suivante :

Chaque animal traité reçoit, pendant la durée du stade têtard, et en trois injections, environ $0^{mg},10$ de propionate de testostérone en solution huileuse titrée à 10^{mg} pour 1^{cm^3}, puis, après la métamorphose, quatre nouvelles injections (53, 79, 104 et 166e jour), soit environ $0^{mg},7$ d'hormone. Je montrerai que ce sont ces dernières injections qui sont actives.

L'autopsie, pratiquée au sixième mois, révèle à l'examen microscopique deux faits :

1° on ne voit aucune trace des canaux de Müller;

2° le segment cloacal des canaux de Wolff se présente de chaque côté, comme une volumineuse ampoule turgescente à paroi godronnée et parfois pigmentée.

Ces faits sont constants chez tous les animaux ayant subi le traitement masculinisant après la métamorphose. L'anatomie microscopique confirme ces observations.

Tout au long du trajet qu'aurait dû suivre l'ébauche müllerienne, il existe

([1]) *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 551.

un épithélium uni et mince. Tout le territoire, qui avait une valeur prospective femelle, a disparu. L'action inhibitive de l'hormone mâle a été totale. Le canal de Wolff, par contre, subit un développement hypertrophique, qui s'amplifié progressivement de l'extrémité antérieure du mésonéphros jusqu'à la région cloacale. C'est le calibre du canal qui s'accroît, mais sa paroi reste d'une épaisseur normale.

Le tableau ci-dessous traduit ces faits en valeurs numériques. J'ai choisi, d'une part, un animal témoin standard, d'autre part, les moyennes fournies par deux animaux traités et présentant l'aspect général observable dans ces expériences. Pour évaluer le calibre du canal de Wolff en un certain nombre de niveaux caractéristiques, j'ai convenu de prendre la moyenne de ses deux axes principaux exprimés en microns. C'est ce qu'exprime le premier nombre; le second, inscrit entre parenthèses, exprime le nombre de noyaux comptés dans une coupe choisie au niveau considéré.

	Segment mésonéphritique.					Segment cloacal.	
	Origine.	1/3 avant.	Milieu.	1/3 arrière.	Fin.	Milieu.	1/3 arrière.
Témoin.........	45 (23)	45 (20)	67 (23)	70 (30)	105 (75)	135 (80)	92 (47)
Animaux traités...	41 (15)	58 (22)	76 (40)	120 (81)	248 (183)	425 (264)	131 (70)

L'hypertrophie du canal de Wolff dans sa région postérieure fait, à première vue, penser à la vésicule séminale qu'on observe chez l'adulte, mais, chez celui-ci, la vésicule séminale est une dilatation aplatie latéro-externe du canal de Wolff. Elle est bien définie et n'intéresse pas la région mésonéphritique du canal. Dans les expériences relatées ici, c'est tout le canal qui est distendu également et progressivement d'avant en arrière, cependant que sa section reste sensiblement circulaire. Je ne crois pas qu'on puisse homologuer exactement l'hypertrophie obtenue avec la formation d'une vésicule séminale.

J'ai obtenu cette hypertrophie wolffienne et l'involution müllerienne dans trois séries expérimentales avec des degrés divers :

1° dans le cas où les animaux ont subi un traitement masculinisant continu depuis l'éclosion, jusqu'à l'autopsie (sixième mois et au delà);

2° lorsque ce traitement a été commencé seulement après la métamorphose et maintenu jusqu'à six mois;

3° dans les traitements combinés antagonistes (mâle → femelle, et surtout femelle → mâle), lorsque l'action masculinisante l'emporte.

En résumé, l'action de l'hormone mâle (propionate de testostérone) agissant dans les quatre mois qui suivent la métamorphose, se traduit par une hypertrophie considérable du segment postérieur du canal de Wolff, sans toutefois changer l'aspect de sa paroi et par une inhibition totale de l'ébauche müllérienne. Dans ces expériences l'action masculinisante sur les territoires mâle et femelle est homologue.

CHIMIE THÉRAPEUTIQUE. — *Traitement de la syphilis par des dérivés de la phényldichlorarsine*. Note (1) de M. **Antoine Mouneyrat**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dès 1932 un nouveau dérivé arsenical, appartenant au groupe des arsénoxy, fut employé en Amérique, dans le traitement de la syphilis à toutes ses périodes, à la dose de $0^g,060$ par injection, pour un sujet normal (60^{kg}).

En 1943, Durel, avec Payenneville et Mlle Allinne, a étudié le même arsénoxy que les Américains et le chlorhydrate de la dichlorarsine correspondante et a donné comme dose maxima par injection, $0^g,12$, soit 2^{mg} par kilogramme.

Dès 1938, nous inspirant des travaux américains, nous avons commencé l'étude chimique, bactériologique et clinique des arsénoxy. Nous nous sommes vite aperçu qu'il était parfois assez difficile d'obtenir ces corps dans un état de pureté absolue. Nous avons alors pensé qu'au lieu d'utiliser les arsénoxy eux-mêmes, on pouvait se servir de dérivés plus faciles à préparer à l'état pur et qui, par dissolution dans l'eau alcaline, engendrent extemporanément les arsénoxy. Les dichlorarsines réunissent ces conditions; nous en avons préparé un certain nombre, dérivées de la phényldichlorarsine. Nous les indiquerons ailleurs.

Nous avons étudié, chez la Femme, l'action antisyphilitique du chlorhydrate de 4-hydroxy-3-aminophényldichlorarsine pur.

On sait que les lésions syphilitiques disparaissent d'autant plus rapidement et plus sûrement que la dose de dérivé arsenical tréponémicide injecté est plus élevée.

La mise au point de dérivés arsenicaux qui nous permettront d'injecter, sans danger, de hautes doses d'arsénoxy, par exemple $4^{mg},5$/kg de poids vif, au lieu de 1^{mg}/kg, présente un intérêt capital. C'est ce dernier résultat que nous avons atteint; nous sommes arrivé à injecter, sans danger, jusqu'à $0^g,27$ d'arsénoxy chez la femme normale (60^{kg}), en une seule injection intraveineuse, cette injection étant faite en 40 à 60 secondes.

Nous avons vu en effet que l'arsénoxy naissant obtenu par dissolution de la dichlorarsine correspondante, dans une solution aqueuse de bicarbonate de sodium, est toléré à des doses deux fois et quart plus élevées que ce même arsénoxy préparé d'avance et conservé en ampoules scellées. Cette tolérance de l'organisme humain pour l'arsénoxy préparé extemporanément, non isolé de sa solution aqueuse et injecté immédiatement dans les veines du malade, est le fait nouveau important que nous voulons faire connaître.

Les résultats cliniques obtenus avec ces doses élevées sont meilleurs que ceux fournis par les doses de 10^{cg} d'arsénoxy préconisées par les auteurs précé-

(1) Séance du 24 janvier 1944.

dents. Ces constatations font que certaines dichlorarsines, dérivées de la phényldichlorarsine, sont des *agents prophylactiques de premier ordre*, nettement supérieurs aux arsénobenzols.

En prenant comme exemple le chlorhydrate de 4-hydroxy-3-amino-phényldichlorarsine, voici comment nous opérons.

Nous déterminons le poids du malade. Supposons 60^{kg}; nous nous assurons qu'il n'a ni insuffisance cardiaque ou hépatique grave, ni albumine dans les urines.

Ayant trouvé que la dose optima de dichlorarsine à injecter chez la femme normale est de $0^g,0045$ ($4^{mg},5$/kg) et par injection intraveineuse, la dose globale maxima par injection est $60 \times 0,0045 = 0^g,27$.

Chez l'adulte la première injection intraveineuse sera de $0^g,10$, la malade étant maintenue à jeun 3 heures avant et 3 heures après l'injection; le lendemain, on injectera dans les mêmes conditions $0^g,14$, le surlendemain $0^g,16$ et le 4[e] jour $0^g,18$. Ensuite une injection tous les 2 jours, en augmentant de 2^{cg} à à chaque piqûre, jusqu'à ce que l'on ait atteint la dose maxima, soit $0^g,27$ pour pour un sujet de 60^{kg}; dose maxima qu'on répétera tous les 2 jours, jusqu'à ce que la malade ait reçu 15 à 16 injections, soit au total $3^g,39$ de dichlorarsine. Nous conseillons, quel que soit le poids de la malade, de ne pas dépasser 28^{cg} comme dose maxima à chaque piqûre.

De l'ensemble de nos observations nous pouvons conclure que le pouvoir tréponémicide de certains dérivés de la phényldichorarsine est supérieur à celui des arsénobenzols correspondants.

Sous l'influence du traitement chlorarsinique, les tréponèmes disparaissent rapidement des lésions syphilitiques, lesquelles se cicatrisent dans un temps plus court qu'avec les arsénobenzols.

En ce qui concerne les phénomènes d'intolérance, ce sont les troubles digestifs (nausées et vomissements) qui occcupent la première place. Ces vomissements ne sont pas une contre-indication à l'augmentation des doses, parce que, fréquemment, ils disparaissent aux doses supérieures. Pour éviter ces troubles digestifs, il faut recommander aux malades de venir l'estomac vide aux piqûres et d'attendre après celles-ci trois heures pour manger.

Lorsque l'on atteint la dose de $3^{mg},5$ à 4^{mg}/kg de chlorarsine par injection, quelques malades, dès la fin de la piqûre, ou quelques minutes après, accusent une saveur poivrée et de légers picotements au niveau des yeux et des gencives; ces troubles, qui durent environ 1/4 d'heure, sont insignifiants et très tolérables.

Avec ces dosages élevés, nous n'avons jamais observé ni crise nitritoïde, ni érythrodermie, ni aucun accident grave quelconque. Sous l'influence du traitement la majorité de nos malades a augmenté de poids.

A 15^h15^m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 15^h45^m. **A. Lx.**

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 28 FÉVRIER 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Notice nécrologique sur JOSEPH BETHENOD,
par M. **LOUIS DE BROGLIE**.

L'Académie vient d'être frappée d'un deuil cruel et imprévu : **JOSEPH BETHENOD** a été victime, il y a huit jours, tandis qu'il travaillait seul dans sa bibliothèque, d'une hémorragie cérébrale qui l'a rapidement emporté.

Il était né à Lyon, le 28 avril 1883 et y avait fait toutes ses études. Il aurait désiré approfondir ses connaissances scientifiques en passant par les grandes Écoles ou l'Enseignement supérieur, mais des raisons de famille l'obligèrent à entrer à vingt ans dans l'industrie comme ingénieur. Cette circonstance ne l'empêcha pas de poursuivre tout seul ses études et ses recherches dans le domaine de la Physique générale et surtout de l'Électrotechnique. Grand admirateur des jeunes pionniers tels qu'André Blondel, Maurice Leblanc et Paul Boucherot, qui, poursuivant l'œuvre d'Alfred Potier, fondaient alors en France cette science nouvelle, il s'attacha particulièrement à suivre les traces d'André Blondel et s'enhardit, tout jeune encore, à venir à Paris lui présenter un travail qu'il venait de faire sur les moteurs à répulsion. Blondel le prit en amitié et favorisa sa carrière, qui dès lors se déroula à Paris. Bethenod fit son service militaire au poste de Radiotélégraphie de la Tour Eiffel, que le général (alors capitaine) Ferrié venait de créer. Il fut ainsi amené à apporter une attention particulière à toutes les questions touchant la Radioélectricité. Dès ce moment il se signale par de remarquables travaux et notamment par une étude approfondie des transformateurs à résonance, qui l'amène à découvrir et à interpréter le phénomène si curieux de la ferrorésonance, auquel son nom est resté attaché.

Après son service militaire, il est quelque temps secrétaire de la rédaction du journal *La Lumière électrique*, puis il devient ingénieur et conseil dans diverses sociétés industrielles, auxquelles il n'a pas cessé depuis d'apporter un concours hautement apprécié. Pendant la guerre de 1914-18, il est mobilisé dans la télégraphie militaire et y rend les plus grands services, notamment au poste de

Lyon-La Doua, où, résolvant des problèmes techniques d'une grande difficulté, il mène à bien l'installation d'un alternateur à haute fréquence alimentant directement l'antenne d'émission : cet appareil, le premier de ce type qui ait fonctionné en France, fut longtemps en service.

Les travaux de Joseph Bethenod ont porté sur les domaines les plus variés. En Radioélectricité, il a donné une théorie générale des circuits oscillants couplés, expliqué le fonctionnement de la réception dite *apériodique*, et inventé un grand nombre de dispositifs utiles. En Électrotechnique générale, suivant les traces de son maître Blondel, il a abordé et résolu une foule de problèmes difficiles. C'est ainsi qu'il a étudié la théorie des pertes dans les plaques minces parcourues par un courant alternatif et dans les tôles placées dans un champ magnétique périodique, qu'il a soumis à une analyse approfondie le fonctionnement de diverses machines électriques et poussé dans les détails l'étude si difficile des régimes transitoires. Il a également consacré une longue série de travaux à la théorie générale des systèmes oscillants autoentretenus, dont les applications sont si importantes, notamment en Radiotélégraphie, et il n'est pas jusqu'à la technique de l'Automobile qui n'ait fait l'objet de ses recherches.

Ce qui frappe surtout dans l'ensemble des travaux de Bethenod, c'est qu'ils sont toujours dirigés par des idées générales qui les éclairent et les mettent en valeur; c'est aussi que les méthodes employées sont toujours extrêmement souples et variées. Il maniait avec une grande sûreté dans les problèmes d'Électrotechnique les diagrammes vectoriels qu'André Blondel avait si heureusement utilisés. Mais, connaissant à fond les travaux de Vaschy, d'Heaviside, de Kennelly et de Steinmetz, il savait aussi profiter de toutes les ressources des méthodes analytiques et symboliques, et on lui doit une méthode de calcul nouvelle, la méthode semi-symbolique, qui a rendu de grands services.

Bethenod possédait également au plus haut degré le don de l'invention et de la mise au point, unissant ainsi la plus haute science théorique au souci des applications techniques. Innombrables sont les dispositifs, électriques ou radioélectriques, mécaniques ou télémécaniques qu'il a imaginés. Il n'a pas pris moins de 700 brevets dans le cours de son existence, et l'on comprend sans peine pourquoi les industriels attachaient tant de prix à son concours.

Notre Confrère était très cultivé et portait un intérêt particulier à l'histoire des Sciences. Les grands classiques de la Physique l'attiraient particulièrement et dès sa jeunesse il se plaisait à acheter des éditions originales de leurs œuvres. Ainsi avait-il réuni peu à peu une précieuse bibliothèque. Jusqu'aux derniers jours de sa vie, il a poursuivi des recherches relatives à la vie des savants et inventeurs illustres ou peu connus.

Joseph Bethenod était d'un caractère extrêmement affable : toute sa personne respirait la douceur et la bonté. Entré dans notre Compagnie il y a seulement quatorze mois, il y avait vite acquis toutes les sympathies et il n'y comptait que

des amis. Sa disparition prématurée nous prive non seulement d'un Confrère charmant, mais d'un représentant éminent de l'Électrotechnique qui sera difficilement remplacé; elle prive la France d'un savant et d'un ingénieur dont l'œuvre remarquable lui faisait le plus grand honneur.

M. **Charles Fabry**, comme président du Bureau des Longitudes, fait hommage à l'Académie de l'*Annuaire* pour 1944, qui paraît avec quelques semaines de retard. Ce volume contient les données physiques qui ne paraissent que tous les deux ans; plusieurs tableaux ont été complétés ou entièrement refaits. Les circonstances ont conduit à supprimer, pour la présente année, toute Notice scientifique.

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages M. **Paul Marais de Beauchamp** est élu Correspondant pour la Section d'Anatomie et Zoologie en remplacement de M. *Albert Vayssière*, décédé.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *L'alimention en période de rationnement. Que manger?* Édité par le Ministère de l'Agriculture et du Ravitaillement avec la collaboration des Services techniques de la propagande.

2° Savoir en histoire naturelle. Volume XIII. *Formulaire technique du géologue. Ce qu'il faut savoir sur l'Enseignement, l'Observation sur le Terrain, la Récolte, l'Étude et la Conservation des Roches et des Fossiles*, par Raymond Furon (présenté par M. Auguste Chevalier).

3° Id. Volume XIV. *Ce qu'il faut savoir sur la vie de l'Insecte. Physiologie et Biologie*, par Rémy Chauvin (présenté par M. Auguste Chevalier).

4° Id. Volume XV. *Ce qu'il faut savoir des Vers à soie. Leur élevage*, par Gaston Portevin (présenté par M. Auguste Chevalier).

ÉLASTICITÉ. — *Sur la déformation des voies de chemin de fer et les mouvements de lacet des locomotives*. Note ([1]) de M. **Hippolyte Parodi**, présentée par M. Albert Caquot.

La théorie de Föppl, assimilant une voie de chemin de fer à une poutre de section uniforme reposant sur une base compressible ([2]), permet de déterminer,

---

([1]) Séance du 7 février 1944.

([2]) Föppl, *Technische Mechanik*, 3, p. 254.

avec une assez grande exactitude, la répartition sur les rails d'un système de charges fixes. En complétant l'équation de Föppl par des termes représentant les forces d'inertie et d'amortissement, il est possible, pour la voie courante comme pour les ponts, de définir le comportement de la voie au point de vue dynamique.

Les expériences anciennes de Flamache et Huberti sur les Chemins de fer Belges, de Coüard sur le Chemin de fer P. L. M., ainsi que les très nombreuses recherches faites aux États-Unis par une Commission spéciale : *Stresses on Railroad Track*, de l'American Railway Engineering Association ([3]) ont permis, non seulement de contrôler complètement le degré de validité de la théorie de Föppl, mais encore d'établir que les déformations élastiques transversales des voies pouvaient être définies par une équation analogue à celle admise pour les déformations verticales.

Les essais de Langer et Shamberger ([4]), effectuées sur le Great Northern Ry, semblent particulièrement concluants à ce sujet. Nous admettrons donc que le déplacement transversal y d'un rail, comme le déplacement vertical z, doit satisfaire à une relation de la forme

$$(a) \qquad \mathrm{EI}\frac{d^4y}{dx^4} + \mu y + f\frac{dy}{dt} + m\frac{d^2q}{dt^2} = \Sigma \mathrm{Q};$$

dans laquelle ΣQ, fonction de x et t, représente la somme des projections des forces exercées sur les rails par les roues d'une locomotive ou d'un train en mouvement.

Ces forces transversales Q peuvent être définies, en fonction de la charge verticale P d'une roue et de l'angle de cisaillement φ (angle du plan normal à l'essieu avec le plan vertical passant par l'axe du rail), comme l'ont montré les expériences de Labrijn des Chemins de fer Hollandais et celles de la Commission des Chemins de fer du Reich spécialement chargée de la détermination du coefficient de frottement transversal des roues en mouvement ([5]).

Ces essais semblent établir que ni la théorie du glissement ou ripement proposée par Uebelacker en 1913, développée par Heumann, Jaehn et nous-même ([6]), ni la théorie du *recul élastique* appliquée par nous dès 1912 ([7]),

---

([3]) *Proceedings de l'American Railway Engineering Association* de 1918, p. 875; 1920, p. 645; 1923, p. 295; 1925, p. 1084; 1930, p. 69; 1934, p. 69.

([4]) *Bulletin American Railway Engineers Association*, **33**, n° **339**, septembre 1931.

([5]) *Die Reibungszahl* μ' *der Quergleitenden Bewegung rollender Räder von Eisenbahnfahrzeugen, Organ*, **86**, 1er octobre 1931.

([6]) *Circulation des machines en alignement et en courbe.* Institut Roumain de l'Énergie, n° **177**.

([7]) Note intérieure de la Cie du Chemin de fer de Paris à Orléans, *Conicité des bandages et obliquité des rails*, rédigée en 1912 à l'occasion de la commande de 5 locomotives I. D. I. à la Cie C. E. M. Note reproduite en 1924 pour être remise à la Direction de la Cie.

développée d'une façon tout à fait indépendante par F. W Carter en 1916 sous le nom de théorie du *creeping* ou rampement ([8]) et reprise plus tard par les M. Y. Rocard, sous le nom de *pseudoglissement*, ne représentent correctement les phénomènes du contact roue-rail.

Les calculs que nous avons développés nous-même utilisent les courbes de Labrijn, en attendant d'en avoir de plus complètes; ils sont effectués par la méthode des arcs successifs, numériquement ou graphiquement ([9]). Les mouvements de lacet des machines ne peuvent, d'après notre théorie, être correctement calculés qu'en considérant à la fois les équations (a) et les équations définissant les mouvements individuels des trucks.

Autrement dit, une locomotive devrait être considérée comme constituée par un truck principal de grande inertie, relié à deux systèmes élastiques susceptibles d'oscillations transversales : la voie de roulement et les bogies guides (ou porteurs). Le bogie a une fréquence propre d'oscillation par rapport au truck principal, définie par son inertie et l'élasticité du dispositif de rappel. Le système truck principal-voie a une fréquence d'oscillation qui dépend des caractéristiques de la voie [paramètre des équations (a), des caractéristiques de la locomotive et des réactions *roue-rail* (courbes de Labrijn ou analogues]; cette fréquence est variable parce que les caractéristiques du système sont elles-mêmes variables, la masse de ballast participant réellement aux mouvements des rails et des traverses notamment.

Les oscillations du bogie et de la voie sont liées par un couplage plus ou moins lâche et, dans certains cas, elles peuvent entrer en résonance; les rails de la voie viennent alors « fouetter » les roues du bogie au moment voulu pour que les mouvements de lacet soient périodiquement amplifiés. Ainsi pourrait se concevoir le mécanisme des accidents dans lesquels la voie se déplace en prenant la forme de sinusoïdes d'amplitudes croissant jusqu'au déraillement.

Il y aurait analogie complète entre les vibrations des ponts de chemins de fer et les déformations des voies.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Dépôt, sur un obstacle, de particules en suspension dans un courant fluide.* Note de MM. **Edmond Brun**, **Guy Fasso** et **Marcel Vasseur**, présentée par M. Henri Villat.

1. Un courant fluide dont la vitesse au loin, $\vec{U}_0$, est constante, contient, en suspension, de petites particules solides (poussières, charbon pulvérisé etc.) ou liquides (gouttelettes d'eau, d'huile, de peinture, de métal fondu etc.). Ce courant rencontre un obstacle cylindrique dont les génératrices sont perpendi-

---

([8]) F. W. Carter, *Institution of Civil Engineers, Proceedings*, 1916, Paper n° 4176; *Proceed. Royal Society London*, 1928, p. 585.

([9]) *La Traction électrique et le Chemin de fer*, Paris, 1935.

culaires à la vitesse au loin. Si l'on peut négliger les forces de pesanteur devant les forces d'inertie, l'écoulement est le même dans tout plan perpendiculaire aux génératrices (écoulement plan).

Supposons qu'il existe un potentiel des vitesses, la présence des particules en suspension ne perturbant pas l'écoulement. Les particules qui, assez loin de l'obstacle, suivent le fluide avec la vitesse $\vec{U}_0$ ont, au voisinage de l'obstacle, des trajectoires distinctes des lignes de courant. Certaines de ces particules viennent rencontrer l'obstacle et sont alors captées par celui-ci; d'autres contournent l'obstacle.

Nous appellerons *coefficient de captation* γ, pour un écoulement et un obstacle déterminés, le rapport de la masse des particules captées par l'obstacle à la masse des particules qui traverse, pendant le même temps, la section droite du cylindre A circonscrit à l'obstacle et de génératrices parallèles à la vitesse à l'infini, $\vec{U}_0$. Si nous supposons toutes les particules en suspension identiques, le rapport γ est encore égal au rapport du nombre de particules captées au nombre de particules qui, pendant le même temps, traversent la section droite du cylindre A. La densité de la suspension ayant été supposée assez faible pour ne pas perturber l'écoulement du fluide, le coefficient de captation sera évidemment indépendant du nombre de particules par unité de volume dans le courant à l'infini.

2. Les particules en suspension, toutes identiques, sont caractérisées par leur forme, par l'une de leurs dimensions d, par leur masse spécifique ρ; désignons, en outre, par V leur volume et par S leur surface totale. Le fluide est caractérisé par sa masse spécifique ρ' et par sa viscosité cinématique ν. L'obstacle est caractérisé par la forme de sa directrice et par l'une de ses dimensions, D. En régime permanent, le fluide a, en un point M situé au voisinage de l'obstacle, la vitesse $\vec{U}'$; quand une particule passe au point M, elle est animée de la vitesse $\vec{U}$; la vitesse relative $\vec{u}$ de la particule par rapport au fluide est donc définie par $\vec{u} = \vec{U} - \vec{U}'$. Les diverses forces qui sont appliquées à la particule qui passe au point M sont : la force d'inertie, égale à $-\rho V(d\vec{U}/dt)$; les forces de pression, qui s'écrivent

$$-\iint_S \vec{n} p \, ds = -\iiint_{V'} \overrightarrow{\text{grad}}\, p \, dV = -\overrightarrow{\text{grad}}\, p V$$

(l'application de la formule de la moyenne à l'intégrale triple se justifie en raison des faibles dimensions de la particule); la force de résistance qu'oppose le fluide au mouvement de la particule en déplacement relatif de vitesse $\vec{u}$. Cette force s'exprime sous la forme classique $-\rho S u \vec{u} f(u d/\nu)$, où f est une fonction toujours positive.

L'équation du mouvement de la particule qui passe par M s'écrit donc

$$-\rho V \frac{d\vec{U}}{dt} - V\,\overrightarrow{\text{grad}}\,p - \rho S u \vec{u} f\left(\frac{u\,d}{\nu}\right) = 0$$

ou, en divisant par le volume V,

$$-\rho \frac{d\vec{U}}{dt} - \overrightarrow{\text{grad}}\,p - \frac{\rho u}{d} \vec{u} f\left(\frac{u\,d}{\nu}\right) = 0.$$

Nous pouvons transformer cette équation en remarquant que le mouvement du fluide au point M est défini par la relation

$$\rho' \frac{d\vec{U}}{dt} + \text{grad}\,p = 0.$$

Finalement l'équation du mouvement de la particule passant par M est

$$(1) \qquad \rho' \frac{d\vec{U}'}{dt} - \rho \frac{d\vec{U}}{dt} = \frac{\rho u}{d} \vec{u} \varphi\left(\frac{u\,d}{\nu}\right).$$

Dans le cas particulier de mouvements lents, la force de résistance s'exprime par la loi de Stokes et la loi de mouvement s'écrit

$$\rho' \frac{d\vec{U}'}{dt} - \rho \frac{d\vec{U}}{dt} = \frac{18\nu\rho}{d^2} \vec{u}.$$

3. L'obstacle restant semblable à lui-même, multiplions ses dimensions par le facteur λ'; multiplions les dimensions des particules par λ et leur masse spécifique du fluide par m. Multiplions également la masse spécifique du fluide par m' et sa viscosité cinématique par K. Le coefficient de captation reste le même, malgré ces changements, si les intensités de toutes les vitesses se trouvent multipliées par le même facteur λ/θ; pour qu'il en soit ainsi, il faut que soient égaux les facteurs

$$\frac{m'\lambda}{\theta^2}, \qquad \frac{m\lambda}{\theta^2}, \qquad \frac{m\lambda^2}{\theta^2\lambda'} \varphi\left(\frac{u\,d}{\nu}\,\frac{\lambda\lambda'}{\theta K}\right),$$

par lesquels sont multipliés alors les trois termes successifs de l'équation (1). Ces égalités impliquent les conditions

$$(2)\quad m = m', \qquad (3)\quad \lambda = \lambda', \qquad (4)\quad \frac{\lambda^2}{\theta K} = 1.$$

En résumé, si nous conservons à l'obstacle et aux particules la même forme, mais si nous changeons les valeurs des grandeurs d, D, ρ, ρ', ν et U_0, il suffit, pour que le coefficient γ reste le même, de satisfaire aux conditions (2), (3), (4), qui peuvent encore s'écrire

$$(2^{bis})\quad \frac{\rho}{\rho'} = \text{const.}; \qquad (3^{bis})\quad \frac{d}{D} = \text{const.}; \qquad (4^{bis})\quad \frac{V_0 D}{\nu} = \text{const.}$$

Si les masses spécifiques ρ et ρ' restent constantes, les conditions précédentes

se réduisent à deux et peuvent s'écrirent $U_0 d/\nu = \text{const.}$ et $U_0 D/\nu = \text{const.}$; elles expriment alors que le coefficient γ reste le même quand les conditions de similitude de Reynolds sont satisfaites à la fois pour l'obstacle et pour les particules.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Lois de la relaxation, de la réactivité, du fluage. Loi de l'amortissement des oscillations d'un pendule de Coulomb.* Note de M. **Christian B. de Carbon**, présentée par M. Albert Caquot.

Tant que les efforts restent faibles, de manière à pouvoir négliger les effets de la plasticité (qui sont du 3e ordre) devant ceux de la viscosité (qui sont du 1er ordre), la loi qui relie l'effort $\mathcal{C}(t)$ à la déformation $\theta(t)$ est donnée par l'équation (2) de la Note précédente (1). On peut, de cette seule formule, déduire les lois d'un certain nombre de phénomènes :

I. Relaxation. — *C'est-à-dire variation de l'effort sous déformation constante.* Sa loi est donnée par une *intégrale de Laplace-Abel*

$$\mathcal{C}(t) = \int_0^\infty e^{-st}.\mathrm{A}(s).ds;$$

l'effort finit toujours par tendre vers zéro, quoiqu'il puisse, *à notre échelle*, sembler tendre vers une limite finie correspondant à des valeurs finies de $\mathrm{A}(s)$ lorsque (s) devient très petit.

II. Réactivité. — *C'est-à-dire variation de forme sous effort nul.*

Sa loi est

$$\theta(t) = \gamma + \int_0^\infty e^{-st}.\mathrm{B}(s).ds.$$

III. Fluage. — *C'est-à-dire variation de forme sous effort constant $\mathcal{C}$.*

Sa loi est

$$\theta(t) = \gamma + \mathrm{L}\mathcal{C}t - \int_0^\infty e^{-st}.\mathrm{D}'(s).ds,$$

c'est la superposition d'une réactivité à l'écoulement uniforme $\mathrm{L}\mathcal{C}t$.

On peut démontrer la propriété suivante : Après suppression de l'effort $\mathcal{C}$, *et lorsque la réactivité consécutive a fini de se faire sentir*, c'est-à-dire lorsque toute tension interne a disparu, la déformation permanente résiduelle est égale au produit $\mathrm{L}\mathcal{C}t$ dans le cas d'un effort constant, et à l'intégrale $\mathrm{L}\int \mathcal{C}(t).dt$ dans le cas d'un effort variable.

Rappelons que le couple $\mathcal{C}$ doit être faible pour qu'on puisse négliger l'influence de la plasticité, *dont l'apparition ferait augmenter la déformation permanente plus vite que l'effort*, ce que vérifie d'ailleurs l'expérience dès que l'effort devient notable.

(1) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 143.

Dans les équations précédentes, et lorsqu'il s'agit de torsion cylindrique, L est la constante définie par l'équation

$$\frac{1}{L} = \frac{\pi R^4}{2h} \int_0^\infty \frac{G'(\lambda)}{\lambda} d\lambda,$$

dans laquelle R et h sont les dimensions de l'éprouvette et $G(\lambda)$ la *fonction caractéristique de viscosité* définie dans une Note précédente ([2]). Quant à $A(s)$, $B(s)$, $D(s)$, ce sont des fonctions que l'équation (2) de la Note précédente ([1]) permet de calculer ([3]) quand on connaît $G(\lambda)$ et le passé mécanique de l'éprouvette défini soit par le couple $\mathcal{C}(t)$, soit par la torsion $\theta(t)$.

IV. Oscillations d'un pendule de Coulomb. — Leur loi se résume dans la formule

$$\theta = A e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \psi) + D + \int_0^\infty e^{-st}.F(s).ds;$$

elle est la somme d'un *mouvement oscillatoire amorti* et d'une *réactivité*.

A, ψ et D sont des constantes arbitraires dépendant des conditions initiales, $F(s)$ une fonction qui peut se calculer quand on connaît $G(\lambda)$ et le passé mécanique de l'éprouvette. Quant à α et ω, ce sont deux paramètres définis par le système d'équations intégrales

$$\frac{3h}{2\pi R^3} I = \int_0^\infty \frac{G'(\lambda)}{\omega^2 + (\lambda - \alpha)^2} d\lambda,$$

$$\frac{3h}{\pi R^3} I\alpha = \int_0^\infty \frac{\lambda . G'(\lambda)}{\omega^2 + (\lambda - \alpha)^2} d\lambda,$$

dans lesquelles I est l'inertie du volant.

DIFFRACTION. — *Étude de l'éclairement au voisinage du maximum central de la tache de diffraction dans le cas de faibles aberrations géométriques.* Note ([1]) de M. **André Maréchal**, présentée par M. Charles Fabry.

La qualité des images optiques est conditionnée en particulier par l'éclairement au centre de la tache de diffraction, dont la structure dépend des aberrations géométriques. Nous allons montrer que cet éclairement peut être calculé approximativement à partir de l'écart quadratique moyen entre la surface d'onde et une sphère convenablement choisie.

I. *Relations préliminaires.* — Soit Σ une surface d'onde quelconque, limitée à un contour Γ; nous la supposerons assez voisine d'une sphère S, de centre C,

---

([2]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 668.

([3]) Par des dérivations, des intégrations et la solution d'une équation intégrale de Fredholm de première espèce.

([1]) Séance du 14 février 1944.

de rayon R; si M est un point de Σ, MC coupe S en P, nous poserons $\overline{PM} = \Delta$, $\overline{MC} = D$, $\Psi = 2\pi\Delta/\lambda$. Le carré de l'écart quadratique moyen entre Σ et S est $E = \iint_\Sigma \Delta^2 ds$ en posant $ds = d\sigma \Big/ \iint d\sigma$ ($d\sigma$ est l'élément d'aire de Σ).

La surface d'onde étant donnée *a priori*, on peut se fixer ensuite le point C : E ne dépend plus que de R et l'on montre qu'il s'exprime par

$$E = E_0 + (R - R_0)^2.$$

E_0 étant le carré moyen de l'écart relatif à la sphère de rayon $R_0 = \iint D\, ds$, qui sera appelée *sphère moyenne* de centre C.

II. *Étude de l'éclairement en* C. — Prenons pour unité l'éclairement au centre de la tache de diffraction lorsque la surface d'onde est parfaitement sphérique; pour une onde de forme quelconque, nous aurons

$$e = \left[\iint \cos\Psi\, ds\right]^2 + \left[\iint \sin\Psi\, ds\right]^2.$$

Si S est la sphère moyenne, nous pouvons écrire, en supposant $|\Delta| < \lambda/4$, c'est-à-dire $\cos\Psi > 0$,

$$e \geqq \left[\iint \cos\Psi\, ds\right]^2 > \left[\iint \left(1 - \frac{\Psi^2}{2}\right) ds\right]^2$$

et, puisque $\Psi^2 = (4\pi^2/\lambda^2)\Delta^2$, on aboutit à l'inégalité

$$\boxed{e > \left[1 - \frac{2\pi^2}{\lambda^2} E_0\right]^2.}$$

La limite inférieure ainsi calculée s'écarte peu de la valeur exacte, nous n'avons négligé que des termes en Ψ^4.

III. *Applications.* — *a*. Prenons comme foyer F d'une onde donnée le point de l'espace où l'éclairement est maximum; on peut le déterminer en écrivant que E_0 est minimum par rapport aux trois coordonnées du point C.

b. Pour obtenir la latitude de mise au point le long d'un axe Fx passant par F, on calcule la dérivée seconde

$$\frac{\partial^2 e}{\partial x^2} \# - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2} \sqrt{e}.$$

Si α est l'angle (Fx, MF), on trouve

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2} = \iint \cos^2\alpha\, ds - \left(\iint \cos\alpha\, ds\right)^2.$$

La latitude de mise au point est pratiquement indépendante des aberrations géométriques lorsqu'elles sont faibles : elle varie comme $\sqrt{e}$, qui est voisin de 1.

Les calculs numériques de Conrady confirment sensiblement ce résultat : pour un même déplacement le long de Fx on obtient une baisse d'éclairement égale à 0,19 en l'absence d'aberrations, et à 0,17 en présence d'une aber-

ration sphérique égale à λ, compensée par un défaut de mise au point égal à $\lambda(\sqrt{e} = 0,9 \simeq 0,17/0,19)$. Dans le cas d'une onde limitée à un contour circulaire d'axe Fx, on trouve

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2} = \frac{1}{6}(1 - \cos\alpha_m)^2.$$

Si l'on se déplace le long de Fx de façon que la différence de marche entre le centre et le bord de l'onde varie de $\lambda/4$, l'éclairement en l'absence d'aberrations sera

$$e \neq \left[1 - \frac{2\pi^2}{\lambda^2}\frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2}\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{4(1-\cos\alpha_m)}\right)^2\right]^2 = \left[1 - \frac{\pi^2}{96}\right]^2 = 0,805.$$

(Le calcul numérique effectué par Conrady donne $e = 0,810$.)

IV. On peut étudier les variations d'éclairement dans le plan focal autour de F (c'est-à-dire la forme du solide de diffraction de Ch. André, au voisinage de son maximum); on arrive au résultat suivant :

Les directions des lignes de courbure du solide de diffraction en son maximum sont parallèles aux axes principaux d'inertie de la surface d'onde et les courbures, qui ne dépendent pas des aberrations, sont proportionnelles aux moments principaux d'inertie.

Cette proposition a pu être vérifiée sur l'objectif de l'héliomètre de Kœnigsberg, qui fournit une surface d'onde semi-circulaire. [Le rapport des courbures du solide de diffraction est égal à 0,284 d'après les calculs de Straubel ([2]), alors que le rapport des moments principaux d'inertie d'un demi-cercle est égal à 0,280.]

Il reste à montrer comment on applique l'inégalité précédente à l'étude de l'influence de faibles aberrations géométriques.

INFRAROUGE. — *Mise en évidence, par les spectres d'absorption infrarouge, de composés oxoniums acétal—gaz chlorhydrique.* Note de M. **Laszlo Szobel**, présentée par M. Aimé Cotton.

De travaux antérieurs ([1]) et de notre précédente Note ([2]), il résulte que, pour les éthers-oxydes R—O—R′, l'effet spectral des pseudo-*valences supplémentaires* de l'oxygène est le suivant : déplacée vers les basses fréquences par rapport à la fréquence de valence 4ν(CH), on observe une bande 4ν(CH$\rightarrow$O); elle correspond à la perturbation de la fréquence précédente. En saturant ces valences

---

([2]) *Ast. Nachrichten*, 1895, n° 3327.

([1]) R. Freymann, *Ann. Phys.*, **20**, 1933, p. 243; M. et R. Freymann, *Cahiers de Physique*, **14**, 1943, p. 49.

([2]) L. Szobel, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 315.

supplémentaires de l'oxygène par le gaz chlorhydrique, la bande $4\nu(CH \rightarrow O)$ disparaît. Il nous a paru intéressant de développer cette étude en examinant les acétals du type $CH^2(OR)^2$ et $R'CH(OR)^2$ qui renferment deux fonctions éther-oxyde. A cet effet nous avons examiné (sous 20^{cm} d'épaisseur) le spectre d'absorption entre 0,8 et $1^{\mu},2$ (¹) des acétals $CH^2(OCH^3)^2$; $CH^2(OC^2H^5)^2$; $CH^2(OC^3H^7)^2$; $CH^2(OC^4H^9)^2$; $CH^3-CH(OCH^3)^2$; $CH^3CH(OC^2H^5)^2$ etc. Nous envisagerons surtout ici les deux premiers.

En outre les spectres de $CH^2(OCH^3)^2$ et de quelques autres acétals ont été enregistrés entre 1,2 et $2^{\mu},2$ sous 1^{cm} et $0^{cm},1$. Ce travail fait partie d'une étude plus étendue abordée en collaboration avec M. Krausz.

I. *Spectres d'absorption, entre 0,8 et* $1^{\mu},2$, *de* $CH^2(OCH^3)^2$; *action de* ClH. — Nous avons préparé le méthylal par déshydratation de $CH^2OH + HCHO$ par $CaCl^2$ anhydre, puis purification par distillation (É. 41° C.). Après en avoir enregistré le spectre, nous l'avons saturé de gaz chlorhydrique sec à —20° C.; la solution renfermait alors 17 % en volume de ce gaz. *Le spectre de* $CH^2(OCH^3)^2$ *pur* (*fig.* 1) *confirme les résultats antérieurs* (¹) *et ceux que*

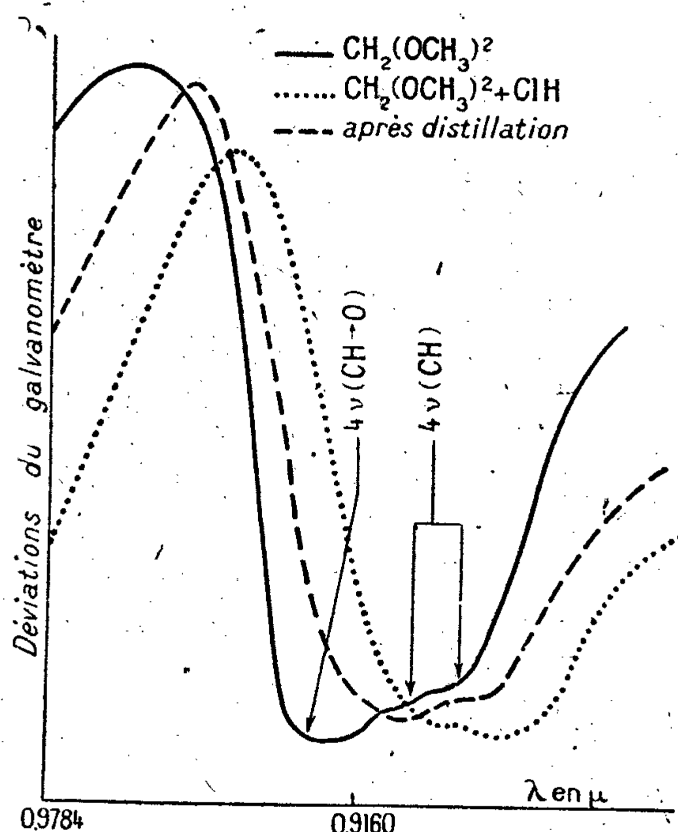


Fig. 1.

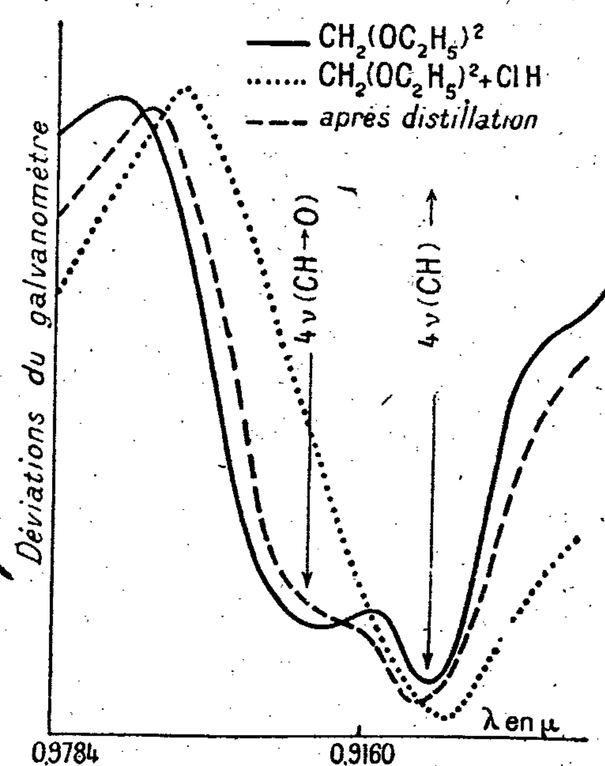


Fig. 2.

nous avions obtenus pour $(CH^3)^2O$ (²) : *existence de la bande* $4\nu(CH)$ *avec composantes à* 11053 *et* 11144 cm⁻¹; *existence de la bande* $4\nu(CH \rightarrow O)$, *plus intense que la précédente, à* 10873 cm⁻¹ [*comme pour* $(CH^3)^2O$]. *De plus, comme précédemment, l'addition de* ClH *affaiblit de façon considérable la bande* $4\nu(CH \rightarrow O)$ (*fig.* 1). Signalons enfin le déplacement très important des composantes $4\nu(CH)$ lors de l'addition de ClH.

Or, les mêmes phénomènes ayant été observés pour les éthers-oxydes et leurs mélanges avec ClH (qui constituent des composés oxoniums), *nous avons été conduit à la conclusion suivante, qui n'avait jamais été vérifiée jusqu'ici à notre*

connaissance [3] : *les acétals, comme les éthers-oxydes, peuvent former des composés oxoniums avec* HCl.

On pourrait nous objecter que ClH a provoqué la désacétylation du méthylal, d'où la modification du spectre. Il n'en est rien : 1° la solution traitée par ClH ne montre pas de bande OH qui traduirait la formation de l'alcool; 2° nous avons chassé ClH de la solution chlorhydrique en distillant deux fois le mélange. La figure 1 montre, pour le produit recueilli, *la réapparition partielle de* $4\nu(CH \rightarrow O)$, *prouvant ainsi la libération des groupements* OCH^3. *L'acétal primitif ainsi régénéré n'avait donc pas été décomposé, mais seulement associé à* ClH [4].

II. *Spectre d'absorption, entre* 0,8 *et* 1$^\mu$,2, *de* $CH^2(OC^2H^5)^2$ *et* $CH^3CH(OCH^3)^2$; *action de* ClH. — Nous n'insisterons pas sur ces cas, qui confirment les résultats précédents. Indiquons seulement qu'ici $4\nu(CH \rightarrow O)$ est moins intense que $4\nu(CH)$ et que la disparition par ClH est quasi totale (*fig.* 2). Par distillation (*fig.* 2) le spectre reprend sensiblement son aspect primitif.

III. *Spectres d'absorption entre* 1,2 *et* 2$^\mu$,2 *des acétals.* — Sans entrer dans le détail des résultats obtenus, nous examinerons seulement le spectre de $CH^2(OCH^3)^2$ dans cette région. L'harmonique $3\nu(CH)$ présente les composantes 8559 et 8487 cm^{-1}, alors que $3\nu(CH \rightarrow O)$ apparaît, plus intense, à 8327 cm^{-1}. Cette dernière disparaît presque entièrement (à — 70° C.) par formation du composé oxonium avec ClH. Donc cet harmonique 3ν confirme entièrement les résultats et les conclusions tirées ci-dessus pour l'harmonique 4ν.

Par contre, il est très surprenant de constater que l'harmonique 2ν *ne semble pas se comporter comme* 3ν *et* 4ν. Si l'on observe bien les composantes de $2\nu(CH)$ à 5928, 5872, 5778 cm^{-1}, la bande $2\nu(CH \rightarrow O)$ ne semble pas apparaître pour le méthylal pur : des bandes très faibles (à 5684, 5574 cm^{-1}) ne peuvent correspondre à la bande si intense de 8327 ou de 10873 cm^{-1}. Des recherches nouvelles permettront seules d'expliquer ce résultat anormal.

RAYONS X. — *Sur une composante de grande fréquence de l'émission* $L\beta_2$ *des atomes lourds*. Note de Mlle **Yvette Cauchois**.

La connaissance systématique d'émissions X qui ne trouvent pas place dans les schémas d'énergie des atomes ionisés une fois, peut conduire, comme je l'ai

---

[3] Signalons toutefois que Tschelnitew et Koslov (*Centralblatt*, I, 1915, p. 828), après avoir étudié des mélanges éther-SO^4H^2, ont émis l'hypothèse de l'existence d'un oxonium acétal-SO^4H^2.

[4] Le fait que le mélange distillait à 39° C. (et non à 41° C.) montre qu'il y avait encore des molécules ClH fixées dans le distillat; c'est ce qui explique l'allure de la courbe après distillation.

montré ([1]), ([2]), à la détermination des énergies d'états d'ionisation double en couches profondes. J'ai ainsi été amenée à une étude approfondie des satellites $L\beta_2$ pour les éléments lourds. Les spectres analysés m'ont révélé l'existence d'une émission voisine de $L\beta_2$ qui avait, je crois, passé jusqu'ici inaperçue. J'ai déjà mentionné le fait ([2]), en suggérant qu'elle s'apparentait peut-être à $L\alpha'$, de la même manière que β_2^{I} et β_2^{II} à α^{ix} et α^{x}. La présente Note se réfère à cette émission, que je désigne par β_2^{0}. Sur tous les clichés dont je dispose pour les éléments susceptibles d'étude, de 92 à 71 inclusivement (y compris 76 et 77, que je réserve), correspondant à des conditions d'enregistrement variées, pourvu que le temps de pose soit convenable et la dispersion suffisante, β_2 apparaît fortement asymétrique du côté des grandes fréquences. Au contraire, vers les petites fréquences, elle présente une chute d'intensité beaucoup plus abrupte, suivie par l'émission de dipôle, bien séparée, $\beta_{15}(L_{III}N_V)$. Dans cette bande satellite de $\beta_2(L_{III}N_{IV})$, il est possible de pointer un maximum apparent d'intensité qui définit la longueur d'onde d'une « raie » β_2^{0}. Sous la meilleure dispersion, l'aspect de cette émission ne m'autorise pas encore à affirmer s'il s'agit d'une raie relativement étroite, noyée dans un étalement de β_2; ou s'il s'agit d'une bande, au moins en partie résoluble en une ou plusieurs composantes. Pour certains éléments, comme U, l'apparence est plutôt celle d'une bande partant de β_2; pour d'autres, comme 72 et 71, elle montre un maximum défini. La position du maximum pourrait être influencée par le noircissement de β_2 et par la dispersion; j'ai tenté de me mettre à l'abri de ces causes d'erreur. Le fait certain est l'existence même de l'émission β_2^{0}, dont le tableau donne la position apparente à 0,1 u.x. près.

β_2.	λ(u.x.).	ν/R.	Δν/R à β_2.
92U ([a])	752,4	1211,1	+1,1
88Ra ([b])	832,7	1094,3	+1,2
83Bi	952,4	956,8	+0,8
82Pb	979,4	930,4	+0,8
81Tl	1007,3	904,7	+0,9
79Au	1067,1	854,0	+0,8
78Pt	1098,8	829,3	+0,7
75Re	1203,3	757,3	+0,5
74W	1241,0	734,3	+0,6
73Ta	1280,9	711,4	+0,5
72Ct ([c])	1322,6	689,0	+0,5
71Lu	1366,3	667,0	+0,5

([a]) Pour le thorium (90) il y a coïncidence avec $L\beta_4$.
([b]) Mesures faites sur les clichés de H. Hulubei (*Journ. de Phys.*, 7e série, 8, 1937, p. 260).
([c]) Mesures faites sur les clichés de I. Manescu (*Comptes rendus*, 215, 1942, p. 104).

La détermination des différences de fréquence entre ce nouveau satellite

([1]) *Comptes rendus*, **216**, 1943, pp. 529 et 801.
([2]) *Journ. de Phys.*, 8e série, 5, 1944, p. 1.

et β_2 indique, au contraire de ce que j'avais pensé, qu'il ne peut être rapproché ni de $L\alpha'$, ni de $L\alpha^{y}$, pour aboutir à l'estimation d'un nouvel état d'ionisation multiple. Car ces différences sont supérieures à celles relatives à α' et α^{y}. D'ailleurs il me semblerait arbitraire d'essayer d'associer β_2^0 avec l'un ou l'autre des satellites de α_1 de fréquences inférieures, dont le comportement avec le numéro atomique n'est guère comparable à celui de β_2^0.

Mais l'origine d'un satellite n'est pas nécessairement une ionisation multiple plus ou moins profonde. Elle peut aussi relever d'une structure fine des termes X, qui donne naissance à des multiplets, alors qu'en première approximation les émissions X s'ordonnent en spectres de doublets. Par exemple, la démultiplication des raies $L\beta_2$, γ_1 et γ_2 dans le groupe des terres rares, qui engendre les composantes de grandes longueurs d'onde β_{14}, γ_9 et γ_{10}, s'interprète qualitativement ainsi ([3]), par suite de l'interaction entre la couche *incomplète* $N_{VI,VII}$ et les autres niveaux N qui participent aux émissions en question. Mlle Allais a montré que cette démultiplication existe encore pour le 70, mais non plus pour le 71. En fait ses clichés indiquent, comme les miens, un étalement de 71 β_2 vers les courtes ondes, où se mesure bien β_2^0. Je ne sais encore si β_2^0 existe pour les terres rares plus légères; $L\beta_2$ du 70 offre du côté des grandes ondes, la structure intense et complexe analysée par Mlle Allais; tandis que, pour une intensité comparable à celle de 71 β_2, son bord de grande fréquence reste abrupte.

Une émission voisine de β_2 : $L\beta_2(a)$ a été signalée ([4]) pour Nd(60) et Ce(58), comme pour une dizaine d'atomes plus légers; je ne puis dire si β_2^0 s'y rattache.

Quoi qu'il en soit, la question de la nature de ces nouvelles composantes de $L\beta_2$ pose de nouveau le problème de l'origine des satellites, à savoir : ionisation multiple, multiplicités supérieures des spectres X, ou autres. A ce titre elle semble mériter d'être approfondie. Des études en cours sur les terres rares, ainsi que sur la tension d'excitation, sont destinées à la préciser. Parallèlement, il y a lieu de rechercher des émissions comparables, au voisinage d'autres raies de dipôles. $L\gamma_1$ présente, dans certains cas, une dissymétrie vers les petites ondes; mais le satellite éventuel serait moins intense que celui mesuré ici près de β_2.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la dénaturation du sérum par le chauffage.* Note ([1]) de M. JEAN LOISELEUR, Mlles COLETTE CROVISIER et JEANNE TILLARD, présentée par M. Gabriel Bertrand.

On sait que le chauffage du sérum de Cheval à des températures atteignant au plus 55° s'accompagne de modifications physicochimiques nombreuses,

([3]) M.-L. ALLAIS, *Cahiers de Physique*, 7, 1942, p. 13.
([4]) R. D. RICHTMYER, *Phys. Rev.*, 38, 1931, p. 1802.
([1]) Séance du 21 novembre 1943.

mais qui restent réversibles (²) (sauf la légère augmentation du pH, consécutive au départ du CO^2). Si l'on chauffe davantage, l'action de la chaleur entraîne des modifications irréversibles de plus en plus marquées. Nous étudions ici les transformations dues à un chauffage à 57° pendant 2 heures.

On constate d'abord que le sérum devient opalescent (voir le tableau), phénomène constant, plus ou moins marqué selon l'origine du sérum et sa pigmentation initiale.

Augmentation de la densité optique du sérum due au chauffage
(2 heures à 57°).

	Sérums normaux		Sérums antidiphtériques		
	nº 1.	nº 2.	nº 3.	nº 4.	nº 5.
Avant chauffage........	0,142	0,346	0,235	0,167	0,238
Après «	0,148	0,493	0,256	0,140	0,290

Cette opalescence traduit la diminution de la solubilité de certaines des protéines du sérum, ce qui prouve la dénaturation de ces dernières, conformément à la définition de Sörensen.

Une expérience très simple met en évidence les modifications liées à cette dénaturation. Dialysons, côte à côte, dans deux sacs de cellophane, un sérum quelconque (normal ou préparé) frais et le même sérum chauffé. Pour le sérum frais, à partir d'un abaissement suffisant de la concentration des électrolytes, il apparaît un trouble, puis la précipitation de l'euglobuline en flocons légers de faible importance. Or le sérum chauffé présente un tout autre comportement :

a. L'abaissement de la conductivité du sérum sous l'effet de la dialyse est beaucoup moins rapide qu'avec le sérum frais : les électrolytes ont donc formé, sous l'action du chauffage, des combinaisons nouvelles, non ou peu dissociables.

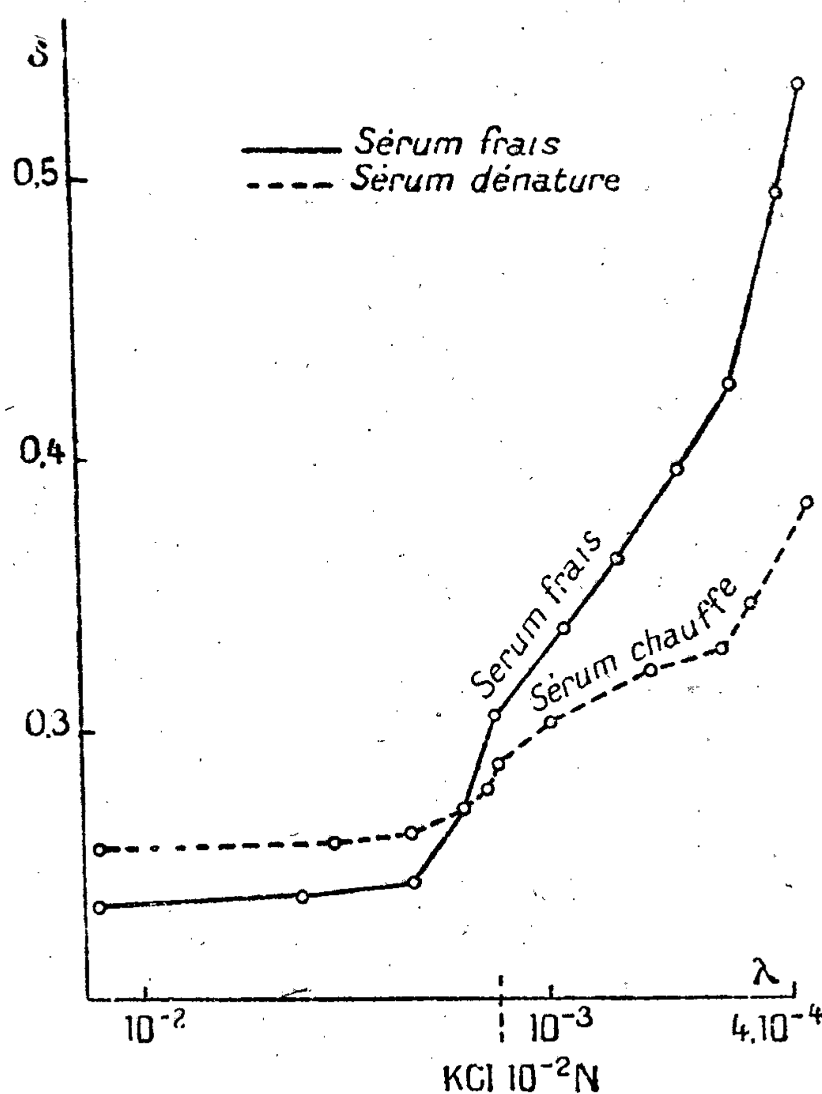
b. On constate toujours un retard considérable dans la précipitation de l'euglobuline, comme si elle s'était accolée, au cours du chauffage, à d'autres protéides sériques intervenant vis-à-vis d'elle comme colloïdes protecteurs.

c. Quand l'euglobuline du sérum chauffé se met enfin à précipiter, le précipité est grenu et plus abondant que dans le cas du sérum frais : l'euglobuline a entraîné avec elle les protéides qui avaient retardé sa précipitation.

Les courbes ci-après reproduisent les variations de la turbidité au cours de la dialyse (cette dernière mesurée indirectement par l'abaissement de la

(²) P. Lecomte du Noüy, *Ann. Inst. Past.*, **42**, 1928, p. 742; **43**, 1929, p. 749; **44**, 1930, p. 109; **45**, 1930, p. 251; **48**, 1932, p. 187; **49**, 1932, p. 762; **50**, 1933, p. 127; **54**, 1935, p. 142.

conductivité λ). On constate sur la courbe du sérum chauffé un retard considérable à l'opacification, témoignant que l'euglobuline ne possède plus dans le



sérum chauffé les mêmes degrés de liberté que le sérum frais. Le phénomène est encore plus démonstratif en opérant avec du sérum dilué.

La dénaturation du sérum chauffé semblerait donc intéresser les rapports réciproques entre l'euglobuline et les autres protéides du sérum.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Le rôle du limiteur sur la fixation de l'hydrogène par le fer polycristallin au cours du décapage acide.* Note de M. **Léon Moreau**, présentée par M. Albert Portevin.

On sait que l'on ajoute aux bains acides de décapage du fer certains corps organiques dans le but d'éviter une trop grande dissolution du métal ainsi que les effets fâcheux de l'hydrogène sur ses propriétés mécaniques. On admet que cette action résulte de la formation, à la surface du métal, d'une couche continue d'adsorption. Dans cette étude nous nous proposons de démontrer que l'adsorption de ces limiteurs d'attaque est surtout importante aux joints des grains, ce qui empêche le cheminement intergranulaire de l'hydrogène et supprime de ce fait la fragilité de décapage.

Nous rappelons que, dans nos études antérieures sur le chargement en hydrogène du fer au cours du décapage (¹), nous avons montré que ce gaz formait,

(¹) Georges Chaudron et Léon Moreau, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 790.

au contour des grains, des poches où il s'accumule à l'état moléculaire sous haute pression. Ces poches se vident au cours du repos du métal; le cheminement des gaz est intergranulaire, au cours du chargement ou du dégazage.

Dans le cas de l'attaque par les acides d'un échantillon monocristallin, on constate seulement une fixation non réversible de gaz dans le réseau, ce qui se traduit par une augmentation de la dureté ([2]).

Dans les expériences résumées dans la figure 1, nous avons mesuré la dureté

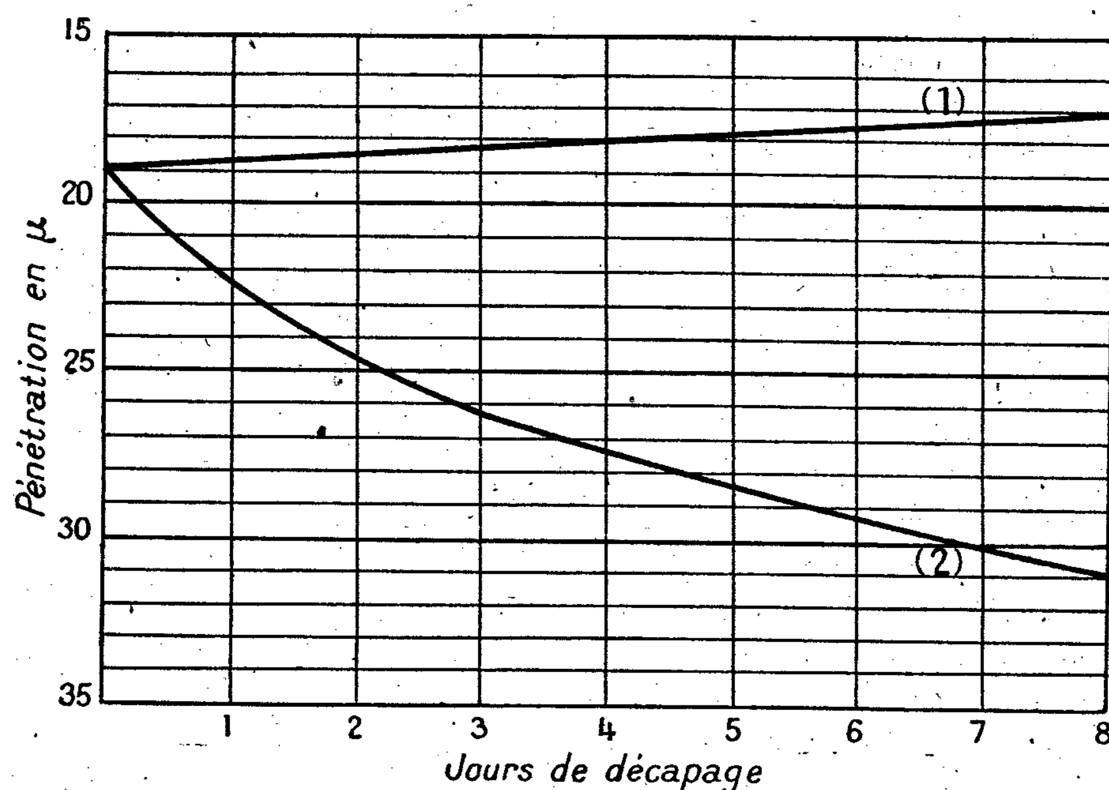


Fig. 1.

superficielle (bille de $1^{mm},54$ sous $12^{kg},48$) en fonction du temps de décapage dans HCl 10 %. La courbe (1) (*fig.* 1) correspond aux essais en présence d'un limiteur (pyridine à 2 %), la dureté croît constamment au fur et à mesure que s'effectue l'absorption de l'hydrogène atomique dans le réseau; c'est ce que l'on constate aussi avec un monocristal. Au contraire, sans addition de limiteur [courbe (2) (*fig.* 1)], il semble que la dureté décroît; plus exactement il s'agit d'un écrasement par la bille des poches gazeuses superficielles. Cette courbe indique donc la pénétration de la bille au fur et à mesure qu'apparaissent et se dilatent les poches superficielles d'hydrogène.

Dans une autre série d'expériences, résumées dans la figure 2, nous avons mesuré le nombre N de pliages à 90° d'un fil d'acier extra-doux de 2^{mm} de diamètre après décapage. La courbe (1) (*fig.* 2) est relative à l'attaque en présence du même limiteur : on observe une chute très faible du nombre de pliages; celui-ci reste sensiblement constant en fonction du temps. Si nous plaçons le fil dans le vide, il laisse dégager, à la température ordinaire, moins de 2^{cm^3} d'hydrogène aux 100^g en 150 heures [courbe (1 *bis*)]. Au contraire en

([2]) LÉON MOREAU, GEORGES CHAUDRON et ALBERT PORTEVIN, *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 554.

l'absence du limiteur nous constatons [courbe (2)] une chute rapide et continue du nombre de pliages et d'autre part, par séjour du fil dans le vide, un départ important de l'hydrogène intergranulaire [courbe (2 *bis*)], qui atteint 14^{cm^3} aux 100^g en 150 heures.

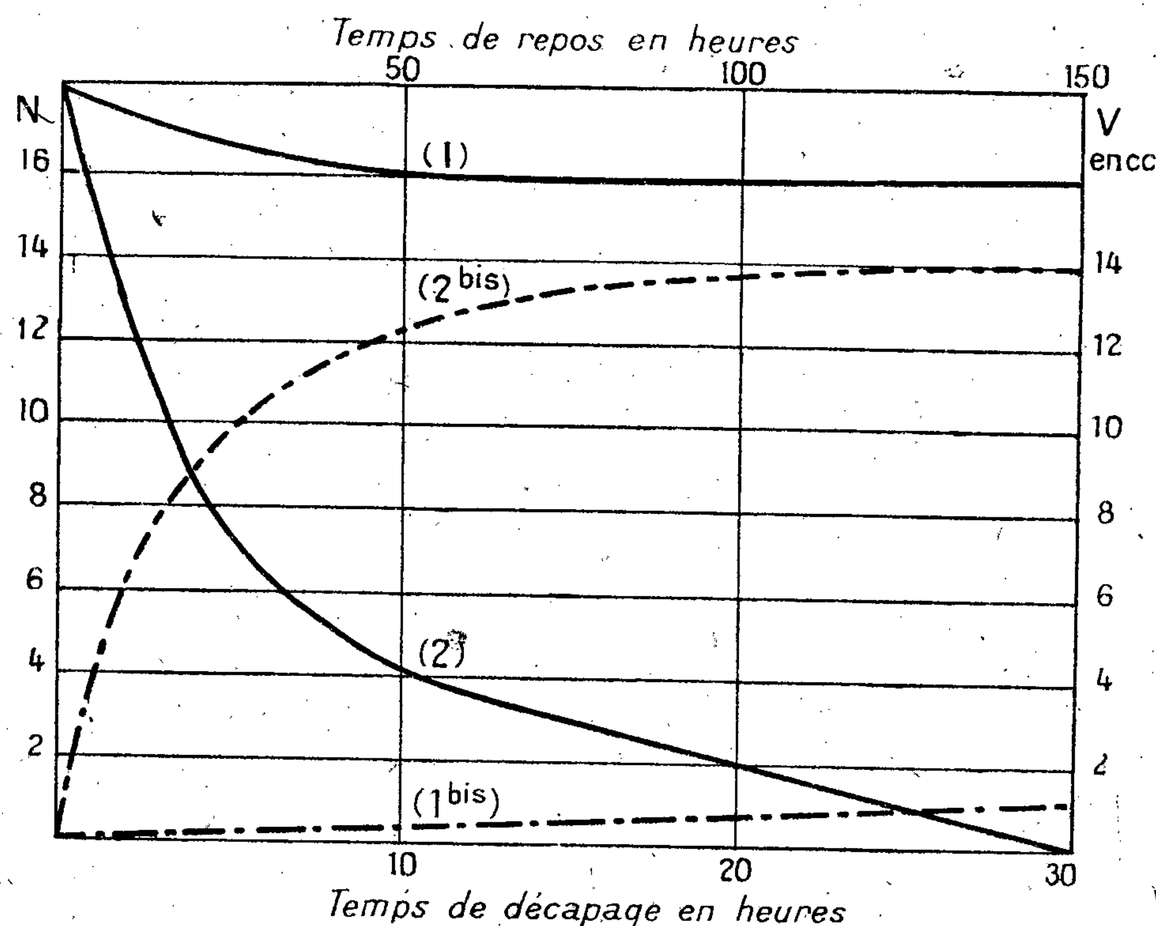


Fig. 2.

En conclusion, nous constatons que les variations des propriétés mécaniques d'un échantillon de fer polycristallin lors du décapage en présence d'un limiteur (dans ces expériences, 2 % de pyridine) sont identiques à celles d'un monocristal de fer attaqué par la même solution d'acide pur.

Il est donc vraisemblable d'admettre qu'il y a une absorption particulière du limiteur aux contours intercristallins. Cela nous a suggéré que les limiteurs de décapage devaient être des sortes de poisons pour certains réactifs métallographiques qui mettent particulièrement bien en évidence les contours des grains. C'est en effet ce que nous avons constaté, pour certains réactifs du fer (HCl, SO^4H^2 10 % et acide nitrique à 10 °/₀ dans l'alcool) qui sont pratiquement inactifs en présence de pyridine.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur un formiate basique de fer*. Note de MM. **René Dubrisay** et **Alain Guillemin**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans une étude sur la corrosion des métaux par le méthanol et ses produits d'oxydation poursuivie par l'un de nous, nous avons observé, dans le cas particulier du fer, la production d'un produit jaune, bien cristallisé, qui peut être préparé de la façon suivante :

Dans un ballon de 2^l, on verse 1^l de méthanol anhydre, 5 à 10^g de fer et 1^{cm^3}

d'acide formique et l'on fait barboter un courant d'air sec. La réaction se produit rapidement. L'acide formique disparaît, on en ajoute progressivement des quantités nouvelles en évitant cependant de réaliser la disparition complète du fer. On arrive ainsi à obtenir, en un jour ou deux, plusieurs grammes d'un corps jaune, cristallisé en fines aiguilles que l'on sépare par une filtration rapide en évitant autant que possible le contact de l'air et de l'humidité atmosphérique. Ce produit est lavé au méthanol anhydre, filtré à nouveau, puis mis en suspension pendant 24 heures dans l'éther anhydre. Après une nouvelle filtration, le corps est conservé dans un dessiccateur à vide. L'analyse conduit à attribuer la formule



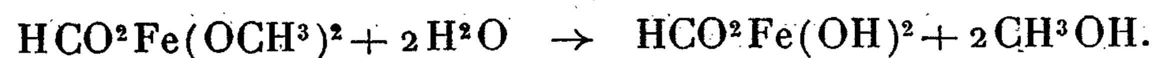
$$(HCO^2)Fe(OCH^3)^2,$$

ainsi qu'il résulte des chiffres suivants :

	Fe %.	H %.	C %.
Trouvé....................	34,41	4,14	21,70
Calculé....................	34,29	4,29	22,08

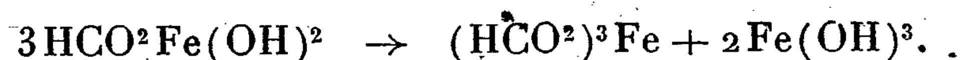
Si l'on dissout le corps dans un acide dilué, on peut, dans la solution, caractériser des ions ferriques, mais pas d'ions ferreux. Ces divers résultats nous conduisent à regarder le produit obtenu comme identique au diméthoxyferriformiate que Hoffmann et Bugge ([1]) ont préparé par une tout autre méthode. Il s'agit d'un formiate basique, dans lequel l'oxyde ferrique en excès est non pas hydraté comme dans les sels basiques habituels, mais alcoylé.

Le diméthoxyformiate ferrique ne peut fondre sans décomposition. Il est insoluble dans l'eau, un peu soluble dans le méthanol et dans divers solvants organiques. Au contact de l'eau ou même de l'humidité atmosphérique, il s'hydrolyse en donnant dans une première phase de l'alcool méthylique et du formiate basique rouge suivant la réaction



$$HCO^2Fe(OCH^3)^2 + 2H^2O \rightarrow HCO^2Fe(OH)^2 + 2CH^3OH.$$

Si le contact avec l'eau est prolongé et surtout si l'on chauffe vers 50°, la décomposition est plus complète et l'on obtient du formiate neutre et de l'hydroxyde ferrique



$$3HCO^2Fe(OH)^2 \rightarrow (HCO^2)^3Fe + 2Fe(OH)^3.$$

Calciné à l'abri de l'air, le diméthoxyformiate se décompose avec libération de fer. Le métal obtenu est pyrophorique. Des expériences en cours avec d'autres métaux et des homologues de l'acide formique fournissent des résultats du même genre.

([1]) *Ber. d. chem. Ges.*, **40**, 1907, p. 3764. Ces auteurs préparaient le produit par oxydation suivie d'alcoolyse du formiate ferreux.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la forme aldéhydique du maltose (maltose peracétylé).* Note (¹) de MM. **A. Nowakowski** et **Z. Mroczkowski** (²).

Nous nous sommes fixé comme but d'ouvrir l'anneau lactol du maltose, afin d'arriver à sa forme aldéhydique. Trois méthodes conduisent aux aldoses ouverts : *a.* par le diéthylmercaptal (acétylation et rupture du groupe thioacétal); *b.* par l'oxime ou la semicarbazone (acétylation et rupture des groupements oxime ou semicarbazone); *c.* directement par peracétylation.

1. *Peracétylation indirecte.* — Nous avons choisi la première méthode. L'éthylmercaptal du maltose octacétylé (³) est transformé en décaacétylaldomaltose par rupture du groupe thioacétal, et en même temps peracétylation au moyen d'un mélange d'anhydride acétique et d'acide sulfurique. Ce maltose peracétylé, de formule $(H^3C.CO.O)^6.C^6H^7.O.C^6H^7(O.CO.CH^3)^4$, est purifié par double distillation sous vide élevé (10^{-3} mm Hg), à une température de 210-220°. Il se présente sous forme d'une substance non cristalline, incolore, de pouvoir rotatoire $[\alpha]_D^{19} + 72°,4$. Sa teneur en acide acétique se monte à 76-77 %; valeur théorique calculée 76,92 % pour $C^{32}H^{44}O^{22}$. L'analyse élémentaire ne permet pas de conclure à un maltose déca- ou octoacétique par suite de la même teneur centésimale en carbone et en hydrogène. En conséquence nous avons déterminé le poids moléculaire de cette nouvelle substance par trois méthodes : *a.* par oxydation au moyen de l'hypoïodite de sodium (P. M. 774 ± 4); *b.* par cryoscopie, en utilisant le camphre comme dissolvant (P. M. 765 ± 3); *c.* par ébullioscopie, en utilisant le benzène comme dissolvant (P. M. 757 ± 4).

Ces résultats conduisent à admettre la présence du décaacétylaldomaltose (P. M. 780,3).

Le maltose libre se forme par saponification du décaacétylaldomaltose. Celui-ci se transforme par acétylation en β-octoacétylmaltose. Pendant la distillation sous vide poussé de l'octoacétylaldomaltose, nous sommes parvenus à isoler en toute petite quantité, dans la fraction comprise entre 180-190°, une substance cristalline de point de fusion 118°, de concentration en acide acétique de 85 %. Cette substance correspond à l'heptaacétylaldoglucose (⁴). On remarque que l'influence hydrolytique de l'acide sulfurique est minimum pendant la réaction de peracétylation. En supposant que puissent se former d'autres produits d'hydrolyse, nous avons déterminé les intervalles de température entre lesquels ceux-ci distillent sous 10^{-3} mm Hg. L'α- et le β-pentacétylglucose distillent entre 100-110°, le β-octoacétate du maltose entre 170 et 180°. Par suite de cette importante différence des températures

(¹) Séance du 13 décembre 1943.

(²) Ce travail a été terminé en 1939; sa publication a été retardée par les événements.

(³) Wolfrom, Newlin et Stahly, *J. Am. Chem. Soc.*, 53, 1931, p. 4379.

(⁴) Wolfrom, *J. Am. Chem. Soc.*, 57, 1935, p. 2498.

de distillation, notre décaacétylaldomaltose, purifié deux fois par distillation sous vide, doit être exempt de produits d'hydrolyse.

2. *Essais de peracétylation directe.* — Nous avons entrepris des essais afin d'arriver au décaacétylaldomaltose par une peracétylation directe. Dans ce but, nous avons laissé agir un excès d'anhydride acétique et de $ZnCl^2$ sur le β-octo-acétyl-maltose.

Après distillation sous vide (10^{-3} mm Hg, 170-180°), nous avons obtenu une masse non cristalline qui ne montre aux rayons X aucune interférence importante et ne possède à la lumière polarisée qu'une faible réfraction double. Sa teneur en acide acétique s'élevait à 70,60 % (teneur théorique de l'octo-acétylmaltose 70,79 %), son pouvoir rotatoire équivalait à $[\alpha]_D^{20} + 110°,3$. Le poids moléculaire de cette substance (théorique 678,6), déterminé par la méthode d'oxydation au moyen de l'hypoïodite de sodium, a été trouvé égal à 689 ± 5, tandis que la méthode ébullioscopique avec le benzène comme dissolvant a donné 668 ± 6. Ces résultats, ainsi que les dosages de la teneur en acide acétique, permettent de conclure à un octoacétylmaltose. Une peracétylation n'a donc pas eu lieu.

De deux façons nous avons de nouveau acétylé ce produit $[\alpha]_D^{20} + 110°,3$:

a. au moyen d'un mélange d'anhydride acétique et de $ZnCl^2$: les constantes physiques de la substance obtenue n'ont pas été modifiées;

b. par l'anhydride acétique et la pyridine : aucune modification des propriétés physiques du produit n'a été constatée. Une saponification et une nouvelle acétylation du produit $[\alpha]_D^{20} + 110°,3$ donne le β-octoacétyl-maltose, une estérification forme l'heptaméthyl-β-méthylmaltoside. Tous ces essais montrent que le produit directement peracétylé est identique à l'α-octa-acétylmaltose $[\alpha]_D^{20} + 122°,77$ (5). Il reste encore à éclaircir pourquoi ce produit n'est pas cristallin, tandis que l'α-octoacétylmaltose est obtenu sous forme cristalline.

Conclusions. — Nos essais montrent que des deux méthodes principales qui conduisent au maltose peracétylé, la voie indirecte par le mercaptal conduit seule au but. On obtient le décaacétate de l'aldéhydomaltose n'existant que sous une forme optique, car l'atome de carbone asymétrique du groupe aldéhydique a disparu.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques esters cétoniques, esters époxydiques et cétones actifs de la série cyclohexanique.* Note de MM. **Max Mousseron** et **Robert Granger**, présentée par M. Marcel Delépine.

I. *Acide méthyl-4 cyclohexanone-2 carboxylique-1 actif.* — Obtenu selon la technique de H. D. Gardner, W. H. Perkin et H. Watson (1) ou de

(5) Hudson et Johnson, *J. Am. Chem. Soc.*, 57, 1935, p. 1276.

(1) *J. Chem. Soc.*, 97, 1910, p. 1767.

Tsan Quo Chou et W. H. Perkin ([2]) par carbonatation de la méthyl-3 cyclohexanone sodée, cet acide présente des constantes un peu différentes de celles indiquées, F 115°; $[\alpha]_{589}+88°$; $[\alpha]_{579}+95°$; $[\alpha]_{546}+118°,5$ (éthanol; concentration 1,5 %).

Son ester éthylique résulte de l'action de l'oxalate d'éthyle sur la méthyl-3 cyclohexanone en présence d'éthylate de sodium, suivie de l'élimination d'oxyde de carbone par chauffage ([3]). La séparation des isomères est impossible par suite de leur tautomérisation en une forme énolique commune, existant en proportion de 8 % dans le liquide distillé $É_{13}$ 124°; d_{25} 1,035; n_D^{25} 1,4744; $[\alpha]_{546}$ +119°,4; Raman cm^{-1} 1372, 1441, 1460, 1625, 1661. (La raie 1625 rappelle celle de l'acétylacétate d'éthyle 1632, et doit correspondre à la double liaison de l'énol.)

II. *Méthyl-3 (époxy-1.1₁ éthyloïque)-1 cyclohexanes et méthyl-3 (époxy-1.1₁ alcoyl-1₁ éthyloïque)-1 cyclohexanes actifs.* — Leurs esters éthyliques sont préparés par action des esters d'acides α bromés sur la méthyl-3 cyclohexanone selon la méthode de G. Darzens et P. Lefébure ([4]). Les isomères ne peuvent être séparés parfaitement par distillation, mais on obtient les fractions suivantes :

	$É_{15}$.	d_{25}.	n_D^{25}.	$[\alpha]_{546}$.
Méthyl-3 (époxy-1.1₁ éthyloate d'éthyle)-1 cyclohexane.	136°	1,027	1,4543	+32°,1
Méthyl-3 (époxy-1.1₁ méthyl-1₁ éthyloate d'éthyle)-1 cyclohexane	144	1,007	1,4542	— 9 ,9
Méthyl-3 (époxy-1.1₁ éthyl-1₁ éthyloate d'éthyle)-1 cyclohexane	151	1,004	1,4585	—10 ,3

La décomposition thermique des acides glycidiques conduit aux aldéhydes ou cétones.

Le méthyl-3 (époxy-1.1₁ éthyloïque)-1 cyclohexane donne lieu à un mélange sensiblement équimoléculaire des deux méthyl-3 méthylal-1 cyclohexanes A (semicarbazone F 135°) et B (semicarbazone F 157°) déjà obtenus à partir des méthyl-3 chloro-1 cyclohexanes et des méthyl-3 (époxy-1.1₁ méthyl)-1 cyclohexanes ([5]).

La décomposition du méthyl-3 (époxy-1.1₁ méthyl-1 éthyloïque)-1 cyclohexane (Rdt 70 %) fournit un mélange des deux méthyl-3 éthylone-1 cyclohexanes, isomères. L'une est abondante (80 %) : semicarbazone F 195-196°; $[\alpha]_{546}$ — 6°,9 (éthanol; concentration 0,4 %); l'autre, formée en plus faible quantité : semicarbazone F 160°; $[\alpha]_{546}$ — 20°,5 (éthanol; concentration 0,4 %).

([2]) *J. Chem. Soc.*, **99**, 1911, p. 526.

([3]) A. Koetz et L. Hesse, *Ann. der Chem.*, **342**, 1905, p. 314; **350**, 1906, p. 210; **358**, 1908, p. 198.

([4]) *Comptes rendus*, **142**, 1906, p. 714; **144**, 1907, p. 1123.

([5]) M. Mousseron et Granger, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1500.

Ces deux cétones ont été identifiées avec les méthyl-3 éthylone-1 cyclohexanes issues de la fixation de l'éthanal sur les méthyl-3 chloromagnésyl-1 cyclohexane, suivie de l'oxydation des alcools. Le métyl-3 chloro-1 cyclohexane A, $[\alpha]_{546} - 0°,77$ (6) conduit à la semicarbazone A, F 160°; l'isomère B, $[\alpha]_{546} - 0°,45$ à la semicarbazone B, F 195-196°.

		d_{25}.	n_D^{25}.	$[\alpha]_{546}$.	$[\alpha]_{579}$.	$\frac{\alpha_{546}}{\alpha_{579}}$.
Méthyl-3 éthylone-1 cyclohexane	A...	0,906	1,4455	+8°,01	+6°,74	1,188
	B...	0,902	1,4469	+7°,41	+6°,24	1,181

Le passage de l'isomère B à l'acide méthyl-3 cyclohexane carbonique B (anilide F 110°) a été réalisé par oxydation à l'aide de l'hypobromite.

Parallèlement a été provoquée l'isomérisation par chauffage en présence de Cl^2Zn des méthyl-3 (époxy-1.1$_1$ éthyl)-1 cyclohexanes $É_{760}$ 175°; $É_{30}$ 96°; d_{25} 0,903; n_D^{25} 1,4505; $[\alpha]_{546} - 23°,65$; $[\alpha]_{579} - 20°,82$, provenant de l'oxydation perbenzoïque du méthyl-3 éthylidène-1 cyclohexane $É_{760}$ 152°; d_{25} 0,820; n_D^{25} 1,4572; $[\alpha]_{546} - 58°,52$; $[\alpha]_{579} - 51°,17$, dont les constantes rappellent celles qui ont été déjà indiquées (7); elle conduit aux deux cétones avec prédominance de l'isomère B.

Enfin, de la décarboxylation des méthyl-3 (époxy-1.1$_1$ éthyl-1$_1$ éthyloïque)-1 cyclohexanes résultent les méthyl-3 (propylone-1$_1$)-1 cyclohexanes, dont l'une des semicarbazones a été isolée F 136°; $[\alpha]_{546} - 18°,5$ (éthanol; concentration 0,4 %). Elle paraît répondre à la structure A et a été préparée, ainsi que la semicarbazone B, F 114°; $[\alpha]_{546} - 12°$ (éthanol; concentration 0,4 %), à partir des méthyl-3 chloro-1 cyclohexanes.

		d_{25}.	n_D^{25}.	$[\alpha]_{546}$.	$[\alpha]_{579}$.	$\frac{\alpha_{546}}{\alpha_{579}}$.
Méthyl-3 (propylone-1$_1$)-1 cyclohexane	A..	0,895	1,4459	+9°,39	+7°,89	1,190
	B..	0,901	1,4454	+4°,95	+4°,16	1,189

CHIMIE ORGANIQUE. — *Les produits d'hydrolyse acide du saccharose-phosphate.* Note de MM. **Jean Courtois** et **Marcel Ramet**, présentée par M. Maurice Javillier.

Le saccharose phosphorylé par l'oxychlorure de phosphore en présence de chaux fournit un corps qui a la composition d'un ester monoorthophosphorique (1). La constitution de ce corps n'a pas encore été établie, mais on le considère habituellement comme homogène. Nous apportons quelques nouvelles données en faveur de son homogénéité. Nous avons fractionné le

(6) M. Mousseron et Granger, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1486.

(7) W. N. Haworth, W. H. Perkin et O. Wallach, *Ann. der Chem.*, 379, 1911, p. 131.

(1) Neuberg et Pollack, *Biochem. Zeitschr.*, 23, 1909, p. 515.

saccharosephosphate de baryum par précipitation soit par l'alcool méthylique, soit par l'alcool éthylique : les diverses fractions obtenues ont sensiblement le même pouvoir rotatoire dextrogyre. La cristallisation fractionnée du saccharosephosphate de strychnine a permis de préparer divers échantillons fondant entre +179° et +182°. Par suite d'un phénomène de compensation, ces divers sels ne dévient que d'une façon insignifiante la lumière polarisée.

Le saccharosephosphate de baryum, préparé à partir du sel de strychnine, a un pouvoir rotatoire très largement supérieur à celui du sel de baryum avant toute purification.

Hatano ([2]), Sabetay et Rosenfeld ([3]) ont montré que, par hydrolyse oxalique à 100°, le saccharosephosphate fournit du fructose et un glucosephosphate dit ester de Hatano ([2]). Nous avons repris cette étude et constaté que, si le fructose et le glucosephosphate prédominent dans les produits d'hydrolyse, il se forme également du glucose et un fructosephosphate.

1° En se basant sur les pouvoirs rotatoires de l'ester de Hatano et du fructose, l'hydrolysat du saccharosephosphate par l'acide oxalique présente un pouvoir rotatoire lévogyre nettement inférieur en valeur absolue à celui que l'on peut calculer en supposant l'existence d'un mélange équimoléculaire de fructose et d'ester de Hatano.

2° Après hydrolyse oxalique à 100°, nous neutralisons par la baryte à pH 6,6-6,8, pour éviter toute isomération de sucres en milieu alcalin. L'oxalate de baryum est séparé par filtration, la solution est concentrée et l'ester phosphorique précipité par l'alcool à l'état de sel de baryum. Le filtrat renfermant les sucres est évaporé à sec sous vide, repris par l'alcool méthylique bouillant, évaporé à nouveau et enfin repris par l'eau. La déviation polarimétrique de la solution, sa teneur en sucres réducteurs dosés au cuivre et en aldoses dosés à l'hypoïodite, l'obtention de glucosazone, indiquent que les sucres libérés sont constitués par un mélange de glucose et fructose renfermant selon les essais de 37 à 46 % de glucose.

3° L'ester de Hatano présente les caractères d'un composé hétérogène. Les divers échantillons obtenus à l'état de sel de baryum ont des pouvoirs rotatoires spécifiques discordants $(\alpha)_D^{20°}$ de +2°,16 à +4°,7. La libération de l'acide phosphorique par l'acide sulfurique N à 100° ne s'effectue pas selon une réaction monomoléculaire, les esters homogènes sont hydrolysés selon une réaction monomoléculaire ([4]).

Cet ester réduit la liqueur de Fehling comme $0^{mol},47$ de glucose pour une molécule d'acide phosphorique estérifié. C'est d'ailleurs un fait bien connu que l'introduction de substituants sur les fonctions alcools d'un sucre diminue son pouvoir réducteur sur le cuivre. Par contre les substituants ne modifient pas

([2]) *Ibid.*, **159**, 1925, p. 175.
([3]) *Ibid.*, **162**, 1925, p, 469.
([4]) P. Fleury et J. Courtois, *Bull. Soc. Chim. France*, **9**, 1942, p. 570.

l'oxydabilité de la fonction aldéhyde par l'hypoïodite; cependant une molécule d'acide phosphorique estérifié ne correspond qu'à $0^{mol},58$ d'aldose.

Diverses déterminations accessoires nous ont montré que l'hypoïodite semble oxyder totalement les fonctions aldéhydiques de l'ester.

Par hydrolyse acide à 37°, il n'y a pas augmentation de la réduction de l'hypoïodite, tandis que la réduction du cuivre augmente parallèlement à la libération de l'acide phosphorique.

Après hydrolyse totale par la phosphatase d'Amande, les sucres libres ont été séparés, après dosage au polarimètre et par la liqueur de Fehling ils se comportent comme un mélange de 70 % de glucose et 30 % de fructose.

4° L'ester de Hatano a été oxydé par le brome, nous avons pu séparer le sel de baryum très insoluble d'un acide phosphogluconique. Ce corps, dont nous poursuivons l'étude, semble différent des acides phospho-3 ou 6 gluconiques actuellement connus. Les eaux mères contiennent un ester réducteur isolé sous forme de sel de baryum. Ce corps lévogyre $(\alpha)_D^{20°} - 11°,2$, peut être considéré comme un monoester phosphorique du fructopyranose. En effet une molécule d'acide phosphorique estérifié correspond à $0^{mol},43$ de glucose par réduction du cuivre et seulement 0,13 à l'hypoïodite. Le sucre obtenu par hydrolyse phosphatasique est du fructose : pouvoirs rotatoire et réducteur, formation de glucosazone.

5° Nous signalerons qu'au cours de nos essais d'hydrolyse acide du saccharosephosphate nous avons toujours observé la formation d'un net excédent d'aldoses par rapport aux cétoses. La différence est nettement plus marquée qu'en hydrolysant le saccharose dans des conditions similaires. Ces faits, joints à d'autres résultats, laissent présumer que, au cours de l'hydrolyse acide de l'ester de Hatano, une partie du fructose s'isomérise en glucose.

Conclusions. — L'hydrolyse acide du saccharosephosphate est complexe. Elle fournit à côté d'un mélange de glucosephosphate et de fructose, fait déjà connu, du glucose et un fructosephosphate en proportions moins considérables que celles des deux premiers corps.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Sur l'influence du reboisement sur les glissements de terrains.* Note de M. **Jean Messines**, présentée par M. Charles Jacob.

M. Jean Goguel [1], s'appuyant sur une observation faite par lui au lieudit Brette, près de Luc-en-Diois (Drôme), émet l'avis que la création d'une forêt peut, dans certaines conditions de terrain, provoquer des glissements.

L'étude à laquelle j'ai procédé du glissement en question amène à des conclusions différentes.

Il se produit sur un replat de terrains meubles, reposant sur les marnes schisteuses du Callovo-Oxfordien. La désagrégation des versants a produit un dépôt argileux assez important, acccumulé dans la partie basse du bassin de réception de Brette et y for-

---

[1] *Comptes rendus*, 216, 1943, pp. 124-125.

mant le replat sur lequel étaient installées autrefois des cultures et une maison d'habitation.

Cette formation hétérogène est le siège de glissements sous la poussée des eaux d'infiltration provenant, soit directement des pluies, soit encore de venues d'eaux souterraines. Les pentes, actuellement boisées, qui dominent le replat sont constituées par des bancs alternés de calcaires et de schistes, vraisemblablement rauraciens, qui représentent un niveau aquifère. La présence de ces eaux d'infiltration profonde est révélée sur les lieux par des suintements assez persistants, trahis par l'existence de quelques peupliers de haute tige et paraissent dus à la dispersion d'une source qui existait nécessairement quand la ferme de la Brette était habitée.

Le glissement s'est produit anciennement : les habitants âgés du pays se souviennent qu'il est contemporain de l'époque où la ferme de Brette était encore habitée et les terrains voisins cultivés. A cause des mouvements du terrain, les propriétaires du bâtiment durent le démolir pour le reconstruire en dehors de la zone instable. Effectivement on reconnaît, au centre des terrains en glissement, les ruines d'une construction ancienne dont les pierres ont été presque toutes utilisées pour la reconstruction, à une distance d'environ 200^{m}, à l'Est, en bordure du chemin, sur un éperon rocheux solide d'un bâtiment que M. Goguel appelle la *cabane forestière de Brette*. Il ne s'agit du reste nullement d'une construction du service forestier, mais simplement d'une maison vendue avec le terrain à l'Administration forestière et qui, inutilisée et non entretenue, menace ruine. La confrontation de différents plans, en date de 1885 et 1910, ainsi que la consultation de pièces d'archives, datant de 1890, de l'Inspection des Eaux et Forêts de Die, ne laissent aucun doute sur le fait que la premiére habitation a été démolie vers 1885 et reconstruite plus à l'Est.

Ainsi *le glissement de Brette est antérieur aux plantations*. Il s'agit d'un glissement banal, lié à des circonstances particulières d'ordre géologique, hydrologique et morphologique, facilement déterminables. *Le reboisement n'a pas arrêté le glissement, mais il ne l'a pas provoqué*.

D'une manière générale, l'expérience acquise depuis une soixantaine d'années par les forestiers dans les départements alpins permet de poser en principe que, en général et sauf de rares exceptions, *le rôle de la forêt est neutre en matière de glissements*. La forêt glisse lorsque des forces extérieures puissantes sont en jeu. Les phénomènes météorologiques, tels que des pluies exceptionnelles ou prolongées, la fusion brutale des neiges etc., jouent un rôle important, ainsi que la nature géologique du sol et le régime hydrologique. Les terrains de transport, particulièrement les moraines glaciaires, sont spécialement sujets à des glissements. La modification du régime des sources, le mauvais entretien des canaux d'irrigation en sont aussi des causes fréquentes. Mais, pour les mêmes raisons, les mêmes glissements affectent les terrains non boisés, au moins autant, sinon davantage, parce que la résistance du tapis végétal est souvent moindre que celle de la couverture boisée. Sur le sol nu, le fendillement des argiles sous l'action de la sécheresse, les alternatives de pluie et de sécheresse, donnent naissance à des crevasses plus nombreuses. Fréquemment, en ce cas, la présence de la forêt aurait un effet bienfaisant en atténuant les écarts entre sécheresse et humidité.

Enfin il est difficile de considérer en tous cas comme nuisible, ou simplement

inutile, le boisement d'un terrain en glissement. Au contraire, dans les travaux, toujours très délicats, entrepris pour corriger les glissements, les plantations ont eu généralement un rôle efficace comme complément du drainage ou de la déviation des eaux. Un exemple classique en est fourni par le vaste glissement des boues glaciaires de Mont-Denis, dans le bassin de réception du torrent de Saint-Julien-en Maurienne (Savoie). La forêt peut contribuer à fixer les sols instables, le cheminement de l'eau infiltrée étant plus facile et se produisant presque entièrement dans la tranche supérieure du terrain, rendue meuble par les racines.

GÉOLOGIE. — *Sur les brèches de Campo (Pyrénées aragonaises).* Note de M. **Pierre Hupé**, présentée par M. Charles Jacob.

Des observations faites en août 1939 sur la rive gauche de l'Esera me permettent d'apporter quelques précisions sur le problème des brèches de Campo.

1° *Substratum de la formation bréchique.* — La brèche repose sur le Permien; celui-ci apparaît en lames anticlinales dans le Barranco Rojo qui entaille les pentes méridionales du Tozal de Cervin au Nord de Campo.

2° *Age de la formation.* — Au contact de ces lames, la formation débute par environ 10^{m} de calcaire blanc *cénomanien*, daté par *Prealveolina cretacea* d'Archiac et *Præradiolites Fleuriaui* d'Orbigny [1] et criblé de blocs de Permien, avec fragments d'ophite subordonnés et rares morceaux du même calcaire cénomanien.

Plus haut, dans la même formation, en même temps qu'apparaissent des Hippurites de petite taille, les Préalvéolines se raréfient, les Préradiolites disparaissent et le calcaire se charge de silex noirs, tandis que l'ophite l'emporte progressivement sur le Permien.

L'épaisseur de la formation bréchique ne dépasse pas une centaine de mètres. Sa grande extension horizontale au fond du canyon d'Aguas Salenz est due à des replis. La brèche passe rapidement vers le haut à une puissante série à faciès flysch : au Sud, flysch calcaro-gréseux à pistes; au Nord, flysch calcaire pur, à peu près dépourvu de pistes. Le passage entre la brèche et le flysch calcaire septentrional se fait, le plus souvent, par l'intermédiaire d'une zone broyée, véritable mylonite pouvant atteindre 10^{m} de puissance, accompagnée d'une discordance tectonique d'environ 20°. Vers l'Ouest la discordance s'atténue rapidement, la mylonite disparaît et la brèche passe normalement au flysch dans le Barranco Rojo.

En ce qui concerne l'âge des brèches de Campo, il faut donc revenir à l'ancienne hypothèse de Roussel et Stuart-Menteath : elles sont bien l'équivalent des *conglomérats de Camarade* du versant nord-pyrénéen. Elles fournissent un jalon entre les brèches cénomaniennes des Pyrénées atlantiques

(1) A ces deux espèces s'ajoutent, en bordure de la zone axiale à S. Félïu, *Orbitolina concava* et des *Apricardia* de petite taille.

espagnoles et les brèches du Llobregat et de la Muga, que Dalloni a citées au même niveau à l'autre bout de la chaîne. Elles se situent à peu près sur le méridien de Saint-Gaudens, qui représente, dans les Pyrénées centrales, la limite occidentale des grands affleurements bréchiques de type Camarade.

3° *Extension de la brèche de Campo.* — Au Nord, dès la Punta de Madrid, le Cénomanien a repris le type normal. Au Sud l'extension de la brèche s'avère aussi très limitée, comme le montre un pointement anticlinal rencontré au milieu du flysch, au Sud de l'affleurement principal, dans un ravin qui descend vers Biescas de Campo. La brèche qui affleure à l'amont, passe vers le Sud, sur quelques mètres, à un calcaire à Alvéolines non bréchique, qui affleure ensuite largement avant de plonger sous le flysch à 250^{m} au Nord du chemin de Biescas à Beleder. Nous touchons donc ici la limite méridionale du faciès bréchique. Compte tenu des replis qui l'affectent, l'ensemble de la formation ne devait pas couvrir plus de 3 à 4^{km} en direction Nord-Sud. Vers l'Est, la brèche s'arrête aux contreforts du Turbon, dont le cœur comporte un cénomanien normal. Vers l'Ouest la limite est incertaine, par suite d'un ennoyage possible sous les calcaires du Cotiella. Dans tous les cas, l'extension en direction Est-Ouest est au minimum d'une dizaine de kilomètres.

4° *Tectonique de la brèche.* — Au point de vue tectonique, il faut reprendre l'interprétation de Ch. Jacob et R. Ciry, qui font de la brèche de Campo une écaille poussée au Nord, avec ce correctif qu'il s'agit d'une brèche essentiellement sédimentaire, et non pas d'une brèche tectonique. Le pointement de Biescas (voir ci-dessus) passe très rapidement vers l'Est à une écaille qui n'est probablement que la plus septentrionale d'une série d'accidents analogues, développés sous le flysch. Ce style haché contraste singulièrement avec les déformations beaucoup plus amples des chaînons plus septentrionaux : c'est que là, au lieu de flysch plastique, se développent, dans la première partie du Crétacé supérieur, de puissantes masses de calcaires zoogènes peu favorables aux accidents de faible amplitude.

5° *Les reliefs sous-marins générateurs de la brèche.* — Vers la limite orientale de la formation, au-dessus des Fuentes de Turbon, la brèche s'enrichit d'un élément nouveau : ce sont des fragments d'une lumachelle jaune à Orbitolines, qui caractérise l'Albien à Castejon, dans le Turbon et dans la Sierra de Calvera. Les reliefs, dont l'attaque devait engendrer la brèche, ont donc pris naissance entre l'Albien et le Cénomanien et rentrent par conséquent dans le cadre des mouvements antécénomaniens, si développés sur le versant Nord.

L'allongement du gisement parallèlement à la chaîne et la nature des éléments prédominants de la brèche m'incitent à considérer l'aire de sédimentation bréchique comme un ancien pli à cœur permien et à revêtement surtout triasique, profondément érodé par des courants, pendant une durée qui dépasse largement le Cénomanien, si l'on en juge par les lits de brèche qui s'intercalent çà et là, en plein flysch gréseux, jusqu'à 250^{m} au-dessus du Cénomanien. Ce pli se situe à la limite du flysch calcaire développé au Nord et du flysch gréseux

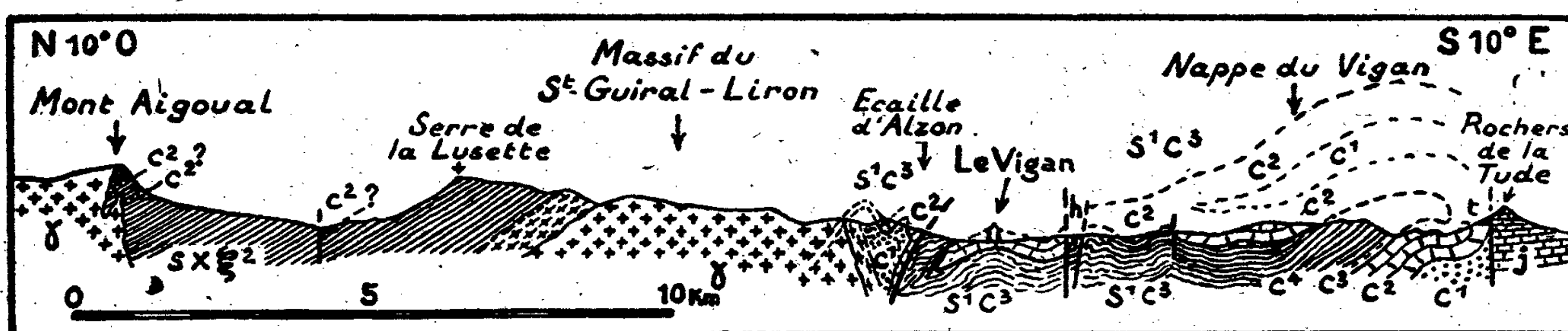
qui règne vers le Sud. Le passage entre les deux est extrêmement brusque. On peut émettre l'hypothèse que les mouvements antécénomaniens qui s'y manifestent, mouvements exceptionnels dans une région où l'Albien et le Cénomanien ne sont séparés par aucune érosion ni discordance, ont pour origine l'existence d'une zone faible à la limite entre ces deux aires de sédimentation.

GÉOLOGIE. — *Structure géologique des Cévennes méridionales. L'autochtone du Pays cévenol. La nappe du Vigan.* Note de M. **Bernard Gèze**, présentée par M. Charles Jacob.

Sous le nom de *Cévennes méridionales* je désigne la région de terrains antéhercyniens comprise entre le parallèle du Mont Lozère au Nord, les Grands Causses à l'Ouest et au Sud-Ouest, la bordure languedocienne secondaire au Sud-Est et à l'Est.

La majeure partie (*Pays cévenol* proprement dit) se compose presque uniquement de schistes sériciteux ou parfois micacés (zone des micaschistes supérieurs) d'âge indéterminé (Antécambrien à Silurien?), au sein desquels se sont formés les massifs granitiques hercyniens du Lozère au Nord, du Saint-Guiral-Liron, avec son apophyse de l'Aigoual, au Sud et à l'Ouest, et les schistes cristallins (diadysites et embréchites) de la bande Alès-Largentière dans l'Est. En faisant abstraction de cette bordure orientale, où l'on enregistre des poussées dirigées vers l'Ouest, l'ensemble du pays paraît correspondre à un vaste synclinorium hercynien autochtone relativement tranquille, quoique intéressé par des failles tertiaires de direction approximativement Ouest-Est.

De même que dans le Pays albigeois schisto-cristallin et le versant septentrional de la Montagne Noire, qui présentent les mêmes caractères et constituent son prolongement dans l'Ouest au delà du détroit des Causses, le Pays cévenol s'enrichit progressivement vers le Sud en horizons calcaires dont l'âge géorgien supérieur est probable. Les premiers, épais de 3 à 10^{m}, qui apparaissent dans le massif de l'Aigoual, font penser, par leurs répétitions, à la présence de plis ou d'écailles imbriqués poussés vers le Sud, la puissance apparente du complexe schisteux (environ 8^{km}) étant donc peut-être très exagérée.



c^2, Géorgien supérieur; c^1, Géorgien inférieur; $sx\xi^2$, Schistes cévenols; s^1, Ordovicien; c^4, Potsdamien; c^3, Acadien; h, Stéphanien; γ, Granite; j, Jurassique; t, Trias.

Au Sud du Saint-Guiral, les calcaires, épais sans doute par places de plusieurs centaines de mètres mais très repliés, se trouvent à la base d'une caille ou mieux d'un pli-faille indiscutable, que l'on suit d'Alzon dans l'Ouest

jusqu'au Nord-Est du Vigan à l'Est. Dans sa moitié orientale, d'ailleurs à demi digérée par le granite au Nord, il est possible de distinguer entre des flancs calcaires un axe anticlinal schisto-gréseux probablement géorgien inférieur. Au Nord de la ligne de contact anormal, de petits replis synclinaux et des disharmonies de détail en compliquent la structure dans la zone du Col de Mourèze, avant qu'un plongement périclinal fasse disparaître le tout sous les schistes acado-siluriens. Dans ces derniers, on peut néanmoins reconnaître la suite du pli-faille vers l'Est à des dérangements visibles sur près de 10^{km}.

Au Sud de cette unité tectonique, et jusqu'à la bordure de terrains secondaires, les calcaires géorgiens connaissent un développement incomparablement plus grand dans une zone qui me paraît entièrement déversée au Nord sur une distance d'environ 8^{km}. Je la nomme *nappe du Vigan*, à la suite de Bergeron (1), qui en avait pressenti l'existence mais l'avait interprétée différemment. Je crois en effet qu'il convient de distinguer dans ce pli couché, dont tous les éléments sont visibles :

1° Une tête plongeante, qui s'encapuchonne en partie sous l'écaille d'Alzon aux environs mêmes du Vigan, où l'on trouve à la fois les schistes acado-siluriens du dessous (Cauvalat, Les Plos), du dessus (Sud-Est du Bout-du-Pont, Ouest et Sud de Bréau) et du front de la tête anticlinale des calcaires géorgiens (de Bréau au Vigan et à Paillerols, ainsi que plus à l'Est dans les témoins de Pont-d'Hérault et de Sumène).

2° Un flanc inverse, légèrement replissé et haché de failles ou décrochements SSO-NNE, qui constitue toutes les hauteurs comprises entre Avèze et Saint-Julien de la Nef (Monts de Saint-Bresson), au Sud de la grande faille tertiaire d'Alzon-Sumène, rejeu d'un sillon houiller stéphanien.

3° Une zone radicale, qui est nettement reconnaissable dans la série autochtone normale et fossilifère (2) de Montdardier-Saint-Laurent-le-Minier. De pendage nord dans la région de La Sanguinède-La Planque, elle se redresse à la verticale dans le Sud où commence l'ébauche du déversement. Son raccord avec la série inverse charriée est d'ailleurs à peine masqué par un peu de Trias dans l'Ouest.

Ainsi, du point de vue structural, tandis que l'on peut voir dans le Pays cévenol et ses écailles la suite du versant septentrional de la Montage Noire, la nappe du Vigan appartient au même ensemble tectonique que les accidents du versant méridional de la Montagne Noire (3).

Il résulte de cette observation que l'*orogénèse hercynienne aurait donné lieu dans les terrains antéstéphaniens bien datés du Midi de la France, sur une distance d'au moins* 150^{km} *entre Pyrénées orientales* (4), *Montagne Noire et Cévennes*

(1) *Bull. Soc. géol. France*, 4e série, 7, 1907, pp. 599-619.

(2) THORAL et DEBRABAN, *Les formations paléozoïques de la région du Vigan* (Gard), 69e *Congrès Soc. Sav.*, 1935, pp. 117-121.

(3) Cf. les Notes précédentes, *Comptes rendus*, 218, 1944, pp. 160, 238 et 324.

(4) Rappelons que, dans la moitié orientale du petit massif primaire de Mouthoumet (Aude), il existerait des écailles dévoniennes comparables à celles de Cabrières dans la Montagne Noire (H. R. VON GAERTNER, *Abhandl. Ges. Wiss. Göttingen, Math. Phys.*, 3, 17, 1937).

méridionales, à des déformations tantôt plastiques (nappes de Pardaïlhan et du Vigan), *tantôt cassantes* (écailles de Mouthoumet et de Cabrières), *mais toujours de caractère tangentiel.*

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Le soufre et la croissance des Bactéries pourpres.* Note de M[lle] **Odile Gerhardt**, présentée par M. Marin Molliard.

J'ai analysé (1) la courbe de croissance obtenue en fonction du temps pour une culture de Bactéries pourpres ensemencées dans un milieu liquide défini. Le soufre apparaît comme un facteur fondamental dans la croissance. Fourni à l'état de $Na^2S.9H^2O$, à la concentration de 0,08 % du milieu de culture, il est rapidement utilisé au cours du développement (2). Au bout de 6 jours, la teneur en sulfure est presque nulle; les dernières traces disparaissent vers le 10e jour. La comparaison de cette courbe avec celles que fournissent mesure de l'opacité et numération montre que la croissance cesse en fait quand le sulfure est disparu du milieu.

A vrai dire, dans l'expérience précédente, après 48 heures, la teneur en sulfure est légèrement supérieure à ce qu'elle était dans le milieu primitif; on peut penser que les granules de soufre apportés par l'ensemencement bactérien (8 milliers de bactéries par mm^3) ont été dissous par le sulfure. Expérimentalement, une telle dissolution est facile à mettre en évidence : des bactéries contenant beaucoup de soufre (par exemple 3 ou 4 granules par bactérie) ne comportent plus d'enclaves de soufre, après 5 minutes de séjour dans une solution de $Na^2S.9H^2O$ à 50 %. Il faut, au contraire, un temps long (de l'ordre de 24 heures) pour constater la disparition des granules dans une solution à 0,3 %.

On sait, depuis les recherches de Van Niel (3), que, dans le développement des Bactéries pourpres, le soufre peut être utilisé à des degrés d'oxydation différents. J'ai comparé par numération les croissances obtenues en présence de $Na^2S.9H^2O$, $S^2O^3Na^2.5H^2O$, $SO^4Na^2.10H^2O$.

SO^4Na^2 est sans action sur la croissance de la souche bactérienne utilisée. Ce fait est en accord avec les données classiques. Dans les cultures de Winogradsky en présence de gypse, les Bactéries pourpres n'apparaissaient qu'après que d'autres organismes aient amené la formation de H^2S.

L'emploi de Na^2S à des concentrations échelonnées fournit une courbe à maximum correspondant à une concentration de l'ordre de 0,006 de soufre %. La première partie de la courbe (concentration inférieure à 0,004 de soufre %) traduit une proportionnalité du nombre des bactéries à la quantité du soufre du milieu. La troisième partie de la courbe (concentrations supérieures à 0,012 de soufre %) exprime la toxicité du sulfure : la croissance est nulle et même la

(1) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 461.
(2) Cf. *ibid.*, fig. 1, p. 462.
(3) *Arch. für Mikrob.*, 3, 1932, p. 1.

numération indique la disparition d'une partie des corps bactériens ensemencés. La région intermédiaire combine effet stimulant et effet toxique. C'est d'ailleurs dans cette région que se place la concentration du milieu de culture que j'ai utilisé, concentration très inférieure à celle que Van Niel indique comme optimum pour les souches qu'il cultive ([1]).

L'emploi de $S^2O^3Na^2$ conduit également à une courbe avec un optimum. Celui-ci est beaucoup moins net que pour Na^2S. L'effet toxique est certainement faible par comparaison avec Na^2S. Aux concentrations supérieures à 0,01 %, les résultats ont été variables avec la saison : en mai-juin, le thiosulfate a à peine permis le développement des Bactéries; son efficacité pour la culture a cru jusqu'en décembre-janvier.

La toxicité propre des substances utilisées peut être accentuée par l'action du pH présenté par la solution : c'est ce que montre la réalisation d'expériences où le pH est ajusté par un tampon d'acide phosphorique à la valeur pH 8,2. La divergence entre les deux courbes (pH non ajusté, pH ajusté) commence vers la concentration de 0,01 de soufre % (le pH de la solution de Na^2S est alors 8,8) et se prolonge jusqu'à 0,025 de soufre % (pH 9,2). Dans cette zone, la toxicité est augmentée par l'action du pH.

Il était important de comparer l'action de ces produits solubles avec celle du soufre. J'ai utilisé ce corps sous la forme de fleur de soufre porphyrisée. C'est avec le soufre non combiné que la croissance est la meilleure. 300^{mg} par litre (0,03 de soufre %) assurent un développement (41000 bactéries par mm^3) que ne permet aucune concentration de Na^2S. L'accroissement se réalise encore au delà de $1^g,2$ par litre (0,12 de soufre %). Il est probable que le soufre est transformé, suivant le rythme même du développement de la culture, en produits solubles utilisables, et que le renouvellement des substances solubles utilisées se trouve permettre une expérience à concentration en produit actif maintenue constante, qui est impossible à réaliser en pratique avec un corps dissous.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence des changements de température sur la respiration de l'*Hypnum triquetrum. Note de Mlle **Louise Derouet**, présentée par M. Marin Molliard.

L'étude de l'influence des variations de température sur la respiration végétale a été faite par E. Ziegenbein ([1]), puis par W. Palladine ([2]); leurs travaux, utilisant deux matériels profondément différents, concluent de façon opposée : pour Ziegenbein, un lot de plantes, placé à une température donnée, a une intensité respiratoire caractéristique de cette température et indépendante des conditions de température antérieures, si celles-ci étaient choisies dans les limites biologiques; pour Palladine, un lot de plantes, placé à une température

([1]) *Jahr. f. wiss. Bot.*, 25, 1893, p. 563.
([2]) *Rev. Génér. de Bot.*, 2, 1899, p. 241.

donnée, a une intensité respiratoire qui dépend largement des conditions de température antérieures : que ce soit de 10° ou de 36° qu'on amène un lot à 18°, sa respiration sera supérieure à celle d'un lot témoin maintenu à 18°.

J'ai repris cette question en utilisant comme matériel végétal l'*Hypnum triquetrum* L. à son maximum d'imbibition, et en employant après extraction et mesure des volumes gazeux, la méthode d'analyse avec l'eudiomètre simple de Plantefol.

Les résultats peuvent être exprimés en centimètres cubes de gaz carbonique produit par gramme de matière sèche et par heure, ou en pourcentage de l'intensité respiratoire des lots témoins pendant le même temps.

Les divers lots (3 témoins, 3 sujets), répartis dans des étuves réglées aux températures choisies (température témoin : 18°; sujets : 8°, 28° et 36°), étaient ramenés ensuite à 18° pour une période de 1 heure pendant laquelle l'intensité respiratoire était mesurée. La comparaison était obtenue avec une expérience témoin faite pour chaque lot à 18°.

Le tableau suivant montre les résultats expérimentaux concernant une expérience : en I, intensités respiratoires des divers lots, à 18°, au sortir des températures variables (lot 4 : 8°; lot 5 : 28°; lot 6 : 36°); en II, intensités respiratoires des mêmes lots dans l'expérience prise pour témoin; en III, les résultats sont exprimés par le rapport des intensités respiratoires I et II, pour chaque lot; en IV, les résultats expérimentaux sont corrigés en compensant la variation respiratoire, faible d'ailleurs, subie par les témoins entre les temps I et II.

	Lots témoins.			Lots sujets.		
	1.	2.	3.	4.	5.	6.
I..........	0,320	0,317	0,307	0,294	0,306	0,321
II..........	0,328	0,313	0,306	0,292	0,313	0,332
III..........	0,97	1,01	1,00	1,00	0,97	0,97
IV..........		1,00		1,01	0,98	0,98

Les temps de séjour dans les étuves à température variable ont été dans les diverses expériences échelonnés entre 30 minutes et 40 heures. Aucun de ces temps ne paraît avoir une action plus marquée. Si l'on fait la moyenne des valeurs trouvées pour les expériences réalisées suivant ce type, on constate que, si l'intensité respiratoire des témoins laissés constamment à 18° est posée égale à 100, celle que manifestent à 18° les lots qui ont passé aux températures différentes est :

pour	8°	28°	36°
	99	99	105

Pour avoir, à la fin de la période passée dans les diverses étuves, des lots aussi comparables que possible entre eux, il faudrait théoriquement que le dégagement de gaz carbonique dû au métabolisme respiratoire ait été le même pour les divers lots, et par conséquent qu'ils aient été exposés des temps différents à l'action des diverses étuves. Deux expériences ont été réalisées avec cette précaution. Elles ont fourni des résultats assez semblables aux précédents.

Au total le *changement de température* en lui-même est, pour l'*Hypnum triquetrum*, sans action sur l'intensité respiratoire.

Sur ce matériel adulte se trouve donc confirmée la conclusion que Ziegenbein avait obtenue par des expériences sur des plantules de *Vicia* et *Lupinus* en pleine croissance. Au contraire les résultats s'opposent à ceux de Palladine. Cet auteur utilisait les extrémités de tiges feuillées étiolées et placées au contact d'une solution de saccharose. Le séjour dans la solution sucrée permet peut-être aux cellules la formation de réserves qui manquent à une plante étiolée; mais son effet principal est, comme l'a montré Plantefol ([3]), de compliquer le phénomène respiratoire, en superposant aux oxydations normales du tissu les phénomènes d'oxydation extrinsèques. On peut faire l'hypothèse que par là-même s'explique la contradiction entre les deux séries de résultats, et il semble qu'on doive conclure d'une manière générale que l'*action des températures antérieures est négligeable* sur la respiration des végétaux, tandis que *la température actuelle* règle le niveau du métabolisme respiratoire.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Essai d'analyse de la dépense azotée globale. Les besoins liés aux productions épidermiques.* Note de MM. **Raymond Jacquot** et **Marcel Brunaud**, présentée par M. Louis Lapicque.

Si la notion d'un minimum d'azote indispensable dans la ration est quantitativement et qualitativement bien établie, par contre on ne connaît que fort mal la part qui revient à chacune des activités physiologiques qui concourent à la dépense azotée globale. On est particuliérement mal renseigné sur les quantités et les formes d'azote mises en œuvre pour la production des phanères.

Quelques travaux ont été faits sur la mue des Oiseaux et quelques autres sur les facteurs améliorant la pousse de la Laine. A notre connaissance il n'existe aucune recherche tendant à déterminer la part des phanères dans l'ensemble de la rétention azotée. Quelle est son importance quantitative? La distinction établie entre protides efficaces et inefficaces demeure-t-elle entièrement valable lorsqu'il s'agit de ce besoin azoté particulier? C'est pour tenter de répondre à ces questions que nous avons entrepris les recherches expérimentales suivantes :

Nous avons étudié l'influence que pouvait avoir une tonte aussi complète que possible sur les bilans azotés du Rat blanc. Les animaux adultes (175 à 250^g), maintenus à 25°, température de la neutralité thermique chez le sujet normal, étaient soumis à un régime renfermant 20 % (du poids sec) soit de caséine, soit d'hydrolysats protidiques acides. Alors que la caséine est réputée une forme azotée efficiente, on sait que les hydrolysats acides, dépourvus de tryptophane, sont absolument incapables de satisfaire le besoin d'azote. Ils entraînent chez l'animal normal une chute de poids et un bilan azoté déficitaire.

Nous avons procédé au dosage de l'azote ingéré, de l'azote urinaire et de

---

([3]) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1886; **207**, 1938, p. 83.

l'azote fécal. Voici les résultats moyens, exprimés en milligrammes d'azote par jour, et calculés, soit sur une pré-période de 15 à 30 jours, soit semaine par semaine après tonte.

Bilans journaliers moyens (milligrammes d'azote).

Rat.	Avant tonte.	Après tonte. 1re sem.	2e sem.
	Caséine.		
1....	+ 64	+ 74	+ 74
2....	+ 109	+ 88	+ 100
3....	+ 78	+ 67	+ 83
4....	+ 73	+ 81	+ 111
	Hydrolysat de fibrine.		
1....	− 47	− 6	+ 11
2....	− 18	− 56	+ 5
3....	− 47	+ 39	+ 84
4....	− 115	+ 19	+ 106
5....	− 81	+ 45	+ 48
6....	− 120	− 46	+ 115
7....	− 62	+ 14	+ 46

Rat.	Avant tonte.	Après tonte. 1re sem.	2e sem.	3e sem.
	Hydrolysat de caséine.			
A....	− 66	− 28	− 1	+ 16
B....	− 58	+ 10	+ 52	+ 3
C....	− 34	+ 32	+ 92	+ 70
D....	− 58	+ 7		
E....	− 72	− 29		
F....	− 41	+ 1		
G....	0	+ 17		
	Hydrolysat de kératine.			
I....	− 4	− 29	+ 37	
II....	− 4	− 17	+ 16	
III...	− 29	− 13	+ 22	
IV...	− 4	− 15	0	
V....	− 67	− 4	− 35	
VI...	− 116	− 92	− 51	
VII...	− 102	− 42	− 16	

Lorsque les rats sont alimentés à la caséine et accusent une rétention azotée, la tonte n'a aucune répercussion sur la valeur des bilans. Il est impossible de discriminer la part qui revient aux phanères lorsque l'animal dispose d'un excès d'azote utilisable.

Au contraire, soumis au régime des hydrolysats protéiques, les rats présentent, dans la pré-période, des bilans azotés toujours déficitaires. *Après la tonte, ceux-ci deviennent moins négatifs et souvent même fortement positifs.* Ce phénomène est absolument indépendant de l'état nutritif des sujets, qui continuent à beaucoup maigrir malgré ce gain d'azote. La tonte représentant une perte azotée d'environ 500^{mg}, il est intéressant de constater qu'une spoliation aussi minime a une telle répercussion sur l'ensemble du métabolisme azoté. Les besoins des phanères seraient-ils donc plus impérieux que les autres besoins azotés somatiques ?

On voit en outre que la tonte, donc l'exagération d'une production épidermique, entraîne des besoins qualitativement très différents du besoin azoté global. Elle permet l'utilisation de formes protéiques totalement inefficaces pour le sujet normal. Des différences se sont fait jour, selon la nature des hydrolysats, dans le rapport (N retenu/N ingéré), ce qui nous a conduits à calculer un *rendement* propre à chaque aliment.

A 15^{h}55^m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^{h}15^m.

L. B.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 6 MARS 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Secrétaire perpétuel** dépose sur le bureau de l'Académie une brochure intitulée *Remise de l'épée d'académicien et de la médaille à son effigie à Monsieur Joseph Bethenod.*

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *L'introduction des constantes de Coulomb et de Newton en Mécanique ondulatoire.* Note de M. **Louis de Broglie** et de Mme **Marie-Antoinette Tonnelat.**

I. Électromagnétisme. — Les équations maxwelliennes du photon peuvent être introduites par les théories des particules de spin maximum 1 ou de spin maximum 2. Ces équations se rapportent à des grandeurs Φ_μ et $\Phi_{[\mu\nu]}$ qui représentent le potentiel et le champ électromagnétiques $(\vec{A}, V \text{ et } \vec{E}, \vec{H})$ à un facteur constant près, que nous désignerons par K_e. On posera ainsi

$$A_p = K_e \Phi_p, \qquad iV = K_e \Phi_4.$$

La valeur de K_e doit résulter de la constitution même de chaque théorie. Or, en ce qui concerne l'électromagnétisme, la détermination de K_e peut se faire sans nécessiter l'interaction avec la matière. On peut définir en effet, aussi bien pour la particule de spin maximum 1 que pour la particule de spin maximum 2, un tenseur de Maxwell dont la composante M_{44} représente la densité d'énergie. En se bornant à la partie électromagnétique, le calcul de M_{44} conduit au résultat suivant

$$M_{44} = \frac{h^2}{16\pi^2 \mu_0} \frac{1}{K_e^2} \left[|E|^2 + |H|^2 + \frac{4\pi^2 \mu_0^2 c^2}{h^2} (|A|^2 + |V|^2) \right].$$

Si l'on passe d'une représentation microscopique, qui fait intervenir des grandeurs F complexes, à une représentation macroscopique, qui met en jeu des grandeurs réelles $F_r = F + F^\star$, on devra écrire

$$(1) \qquad M_{44} = \frac{h^2}{16\pi^2 \mu_0} \frac{1}{K_e^2} \left[\frac{E_r^2 + H_r^2}{2} + \frac{4\pi^2 \mu_0^2 c^2}{h^2} \left(\frac{A_r^2 + V_r^2}{2} \right) \right].$$

Or, en théorie de Maxwell, on définit un tenseur d'énergie qui, en utilisant des unités quelconques, a la forme

(2) $$(M_{44})_{\text{Maxwell}} = \frac{1}{4\pi C} \frac{E^2 + H^2}{2};$$

C est le coefficient qui intervient dans l'expression de la loi de Coulomb.

L'emploi des unités électrostatiques ou des unités d'Heaviside conduit à poser $C = 1$ ou $C = 1/4\pi$. Pour conserver un système d'unités plus général, nous devons identifier (2) et la partie non corpusculaire de (1) sans particulariser C. On posera donc

$$\frac{h^2}{16\pi^2\mu_0} \frac{1}{K_e^2} = \frac{1}{4\pi C}.$$

D'où

$$K_e = \frac{h}{4\pi\sqrt{\mu_0}} \sqrt{4\pi C} = K\sqrt{4\pi C},$$

$K = h/4\pi\sqrt{\mu_0}$ étant la valeur de K_e quand on emploie des unités d'Heaviside.

Le développement d'une théorie du photon en présence de matière conduit automatiquement à préciser la valeur de K_e et aussi celle du coefficient d'interaction que nous désignerons par L_e. Pour déterminer ces deux inconnues on dispose en effet des deux équations suivantes :

1° *L'équation de Coulomb.* — Elle résulte du processus microscopique d'interaction entre deux électrons au moyen du photon. On aboutit ainsi à la définition d'éléments de matrice dont la partie classique conduit à un potentiel quasi coulombien

$$V = L_e^2 K_e^2 \frac{16\pi^2\mu_0}{h^2} \frac{e_1 e_2}{4\pi} \frac{e^{-k_0|\vec{r}_{12}|}}{|\vec{r}_{12}|} \qquad \left(k_0 = \frac{2\pi}{h}\mu_0 c\right).$$

L'identification avec l'expression générale

$$V = C e_1 e_2 \frac{e^{-k_0|\vec{r}_{12}|}}{|\vec{r}_{12}|}$$

conduit à poser

(I) $$L_e^2 K_e^2 \frac{16\pi^2\mu_0}{h^2} = 4\pi C.$$

2° *Les équations macroscopiques de Maxwell en présence de matière.* — On les obtient en envisageant un processus d'interaction qui met en jeu un électron dont le mouvement correspond à un très grand nombre de quanta. On obtient ainsi

$$\operatorname{div} \vec{E}_r = L_e K_e^2 \frac{16\pi^2\mu_0}{h^2} \rho_r.$$

Cette expression doit être rapprochée de la valeur classique

$$\operatorname{div} E = 4\pi C\rho.$$

On aura donc

$$\text{(II)} \qquad L_e K_e^2 \frac{16\pi^2 \mu_0}{h^2} = 4\pi C.$$

La comparaison de (I) et de (II) nous conduit ainsi à la détermination suivante :

$$L_e = 1, \qquad K_e = \frac{h}{4\pi\sqrt{\mu_0}}\sqrt{4\pi C} = K\sqrt{4\pi C}.$$

II. Gravitation. — Outre les grandeurs relatives au photon, la particule de spin maximum 2 met en jeu des grandeurs qui dérivent d'un potentiel symétrique $\Phi_{[\mu\nu]}$. Les $\Phi_{[\mu\nu]}$ sont liés aux grandeurs physiques $A_{[\mu\nu]}$ qui interviennent dans l'interaction au moyen d'un coefficient K_g tel que

$$A_{[\mu\nu]} = K_g \Phi_{[\mu\nu]}.$$

En l'absence d'interaction, il n'existe aucun analogue du tenseur de Maxwell qui puisse servir à préciser la valeur de K_g.

L'interaction, par un procédé semblable à celui qui nous a servi en électromagnétisme, peut, là aussi, nous fournir deux équations qui nous permettront de déterminer K_g et le coefficient d'interaction L_g.

1° *Loi de Newton.* — Elle résulte de l'interaction entre deux particules matérielles au moyen du graviton. On peut se borner à faire intervenir un graviton caractérisé par un scalaire $\Phi = \Sigma_\mu \Phi_{\mu\mu}$, et l'on est conduit ainsi à définir des éléments de matrice qui correspondent au potentiel,

$$U = -L_g^2 K_g^2 \frac{16\pi^2 \mu_0 c^4}{h^2} \frac{m_1 m_2}{4\pi} \frac{e^{-k_0|\vec{r}_{12}|}}{|\vec{r}_{12}|},$$

qu'on peut identifier avec le potentiel de Seelinger

$$U = -G m_1 m_2 \frac{e^{-k_0|\vec{r}_{12}|}}{|\vec{r}_{12}|};$$

pour cela il faut poser

$$\text{(I')} \qquad L_g^2 K_g^2 \frac{16\pi^2 \mu_0 c^4}{h^2} = 4\pi G.$$

2° *Loi d'Einstein dans le cas de présence de matière.* — On l'obtient en considérant le mouvement d'une particule matérielle faisant intervenir un très grand nombre de quanta. Le résultat, pour la composante T_{44}, est

$$R_{44} - \lambda g_{44} = L_g K_g^2 \frac{32\pi^2 \mu_0}{h^2}\left(T_{44} - \frac{1}{2}T\right).$$

C'est, à l'approximation quasi euclidienne, la loi d'Einstein

$$R_{44} - \lambda g_{44} = \frac{\varkappa}{c^2}\left(T_{44} - \frac{1}{2}T\right) \quad (^1) \qquad \left(\varkappa = \frac{8\pi G}{c^2}\right)$$

---

(1) On doit en effet remplacer ici le coefficient K par $K|c^2$ en postulant un T_{44} qui, comme dans la théorie de Dirac, diffère par un facteur c^2 du T_{44} d'Einstein.

à condition de poser

$$(\text{II}') \qquad L_g K_g^2 \frac{32\pi^2\mu_0}{h^2} = \frac{8\pi G}{c^4}.$$

De la comparaison de (I′) et (II′) résulte immédiatement

$$L_g = 1, \qquad K_g = \frac{h}{4\pi\sqrt{\mu_0}} \frac{\sqrt{4\pi G}}{c^2} = \frac{K}{c^2}\sqrt{4\pi G}.$$

Le coefficient d'interaction L_g est donc purement numérique comme en électromagnétisme. L'introduction des constantes C et G est liée uniquement aux coefficients K. Électromagnétisme et gravitation se développent ainsi parallèlement dans la théorie de la particule de spin maximum 2. Les coefficients relatifs à l'un et à l'autre type de grandeurs sont entre eux dans le rapport $c^2\sqrt{\frac{C}{G}}$.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la convergence dans l'espace hilbertien.* Note de M. GASTON JULIA.

1. On a distingué dès l'origine deux sortes de convergence, faible et forte, dans l'espace hilbertien. Soit $\mathcal{H}$ un tel espace, de base orthonormale (e_n).

La convergence *faible* d'une suite X^n de vecteurs (ou points) a d'abord été définie par les deux conditions (Hilbert, E. Schmidt, F. Riesz) : (1) $(e_i, X^n) = x_i^n$ converge, pour $n = \infty$, vers x_i, quel que soit i fixe; (2) $\|X^n\|$ reste $< M$ fixe quel que soit n. Les x_i sont alors les coordonnées d'un vecteur X, limite faible de X^n; on écrit $X^n \rightharpoonup X$. Ces deux conditions étant *hétérogènes*, on les a remplacées par l'unique condition suivante (Banach), de la même nature que (1), et qui équivaut à (1) et (2) réunies : (3) (Z, X^n) converge *quel que soit* Z de $\mathcal{H}$; sa limite est (Z, X) si $X^n \rightharpoonup X$. Récemment [1] j'ai montré qu'on peut remplacer (1) et (2) par l'unique condition suivante (4) portant seulement sur les distances : (4) $\|X^n - Z\|^2 - \|X^n\|^2$ converge *quel que soit* Z *de* $\mathcal{H}$; sa limite est $\|X - Z\|^2 - \|X\|^2$.

D'autre part, la convergence *forte* se définit (Schmidt) par le critère de Cauchy : (5) $\|X^{n+p} - X^n\| < \varepsilon$, pour $n > N(\varepsilon)$, quel que soit $p > 0$. Elle implique la convergence faible; si X est la limite de X^n, on a $\|X^n - X\| < \varepsilon$ pour $n > N(\varepsilon)$. On écrit $X^n \to X$.

On a cherché, de diverses manières, ce qui caractérise la convergence forte, par rapport à la faible, et l'on a notamment montré que la condition (6) $\lim\limits_{n=\infty}\|X^n\| = \|X\|$, jointe aux conditions (1) et (2), ou bien à (3), ou bien à (4), entraîne la convergence forte. Mais les conditions (1), (2), (6), ou bien (3), (6), étant hétérogènes, il paraît désirable d'établir la distinction

(1) *Comptes rendus*, 216, 1943, pp. 97-100.

entre la convergence faible et la forte par un critère *homogène*. La présente Note répond à ce desideratum en ce qui concerne les critères (3) et (4). Le critère obtenu sera ensuite appliqué à une interprétation d'un théorème de Landau permettant une extension nouvelle de ce théorème.

2. *La condition nécessaire et suffisante pour que* X^n *converge fortement est que* (X^n, Z) *converge quel que soit* Z, *et* UNIFORMÉMENT SUR LA SPHÈRE $\|Z\| = 1$ (ou sur une sphère quelconque contenant l'origine). En effet : 1° si X^n converge fortement, on a $\|X^{n+p} - X^n\| < \varepsilon$, pour $n > N(\varepsilon)$ et $p > 0$ quelconque; donc $|(X^{n+p}, Z) - (X^n, Z)| = |(X^{n+p} - X^n, Z)| < \varepsilon \|Z\| = \varepsilon$ uniformément sur $\|Z\| = 1$; 2° si (X^n, Z) converge pour $n = \infty$, uniformément sur $\|Z\| = 1$, on a $|(X^{n+p}, Z) - (X^n, Z)| < \varepsilon$, pour $n > N(\varepsilon)$ et $p > 0$ quelconque, quel que soit Z sur $\|Z\| = 1$. Donc $|(X^{n+p} - X^n, Z)| < \varepsilon$. En prenant

$$Z = (X^{n+p} - X^n) . \|X^{n+p} - X^n\|^{-1},$$

il vient $\|X^{n+p} - X^n\| < \varepsilon$.

Il en résulte que, si la convergence de X^n est seulement faible, il existera un $\varepsilon > 0$, une suite indéfiniment croissante d'indices n_i, associés à des $p_i > 0$ convenables, et des Z_i de $\|Z_i\| = 1$ tels que $|(X^{n_i+p_i}, Z_i) - (X^{n_i}, Z_i)| > \varepsilon$.

3. De même, *la condition nécessaire et suffisante pour que* X^n *converge fortement est que* $\|X^n - Z\|^2 - \|X^n\|^2$ *converge quel que soit* Z, *et* UNIFORMÉMENT SUR LA SPHÈRE $\|Z\| = 1$.

On a, en effet, $\|X^n - Z\|^2 - \|X^n\|^2 = -2\mathcal{R}(X^n, Z) + \|Z\|^2$. La condition équivaut donc à la convergence uniforme de $\mathcal{R}(X^n, Z)$ sur $\|Z\| = 1$. Or $\mathcal{R}(X^n, iZ) = -\mathcal{I}(X^n, Z)$ entraîne la convergence uniforme de $\mathcal{I}(X^n, Z)$, donc celle de (X^n, Z), qui, par le n° 2, est nécessaire et suffisante.

4. Landau a démontré le théorème suivant : *Si* $\sum \bar{a}_k x_k$ *converge pour tout point* $X = \sum x_k e_k$ *de* $\mathcal{H}$, *les* a_k *sont les coordonnées d'un vecteur* A *de* $\mathcal{H}$. Considérant en effet le vecteur $A^n = \sum^n a_k e_k$, on aura $(A^n, X) = \sum^n \bar{a}_k x_k$, qui convergera pour tout X de $\mathcal{H}$; donc $A^n \rightharpoonup A$. Les $\|A^n\|$ étant alors bornés, $\sum |a_k|^2$ converge, et $A = \sum^\infty a_k e_k$. D'ailleurs

$$|(A^{n+p}, X) - (A^n, X)|^2 = \left| \sum_{n+1}^{n+p} \bar{a}_k x_k \right|^2 < \|X\|^2 . \left(\sum_{n+1}^{n+p} |a_k|^2 \right)$$

est $< \varepsilon$, pour $n > N(\varepsilon)$, $p > 0$ arbitraire, quel que soit X de $\|X\| = 1$. La convergence de (A^n, X) sur $\|X\| = 1$ est uniforme et $A^n \to A$. On a, dans tout $\mathcal{H}$, $\sum^\infty \bar{a}_k x_k = (A, X)$.

5. *Lorsque* $\sum |a_k|^2$ *diverge*, la série $\sum \bar{a}_k x_k$ converge pour tous les X d'un

domaine D, variété linéaire non fermée, partout dense dans $\mathcal{H}$ puisque D contient la variété $\mathfrak{M} = \{e_1, e_2, \ldots\}$ de tous les $\sum^n x_k e_k$. D contient toutes les variétés linéaires fermées $V_n = [e_1, e_2, \ldots, e_n]$, et, pour $X \in V_n$, on a $\sum^n \bar{a}_k x_k = (\alpha^n, X)$, avec $\alpha^n = \sum^n a_k e_k$. Les V_n n'ont qu'un nombre fini de dimensions, mais il peut arriver, on en verra des exemples, que $\sum \bar{a}_k x_k$ converge dans une variété linéaire fermée $V \subset D$, *à une infinité de dimensions*. On va, dans ce cas, établir un théorème, valable pour $X \in V \subset \mathcal{H}$, contenant celui de Landau et s'y réduisant lorsque $V = \mathcal{H}$.

En décomposant chaque e_k en $e_k = e'_k + e''_k$, $e'_k \in V$, $e''_k \in \mathcal{H} - V$, et remarquant que pour tout $X \in V$, on a $x_k = (e_k, X) = (e'_k, X)$, il vient

$$\sum^n \bar{a}_k x_k = \sum^n \bar{a}_k (e'_k, X) = \left(\sum^n a_k e'_k, X \right).$$

Or V est un espace hilbertien; la convergence de $\sum \bar{a}_k x_k$ pour tout $X \in V$ équivaut donc à la convergence faible de $\sum^n a_k e'_k$ dans V. On en déduit $\sum^n a_k e'_k \rightharpoonup \alpha \in V$ et par suite $\sum^\infty \bar{a}_k x_k = (\alpha, X)$ pour tout $X \in V$. Pour que la convergence vers α devienne forte, il faut et il suffit que $\left(\sum^n a_k e'_k, X \right) = \sum^n \bar{a}_k x_k$ *converge uniformément sur* $\|X\| = 1$, c'est-à-dire que la *convergence de la série* $\sum \bar{a}_k x_k$ *soit uniforme sur* $\|X\| = 1$ *dans* V. Lorsque V n'a qu'un nombre fini de dimensions la convergence est toujours forte. Le théorème de Landau est un cas particulier du précédent correspondant à $V = \mathcal{H}$; alors $e'_k = e_k$, $e''_k = 0$, la convergence faible de $\sum^n a_k e'_k = \sum^n a_k e_k$ entraîne la convergence de $\sum |a_k|^2$ ainsi que la convergence uniforme de $\sum \bar{a}_k x_k$ sur $\|X\| = 1$, par suite la convergence forte de $\sum a_k e_k$.

Revenons à V. La convergence faible de $\sum^n a_k e'_k$ vers α entraîne $\left\| \sum^n a_k e'_k \right\|^2 < M$ pour tout n, et les réduites de la forme hermitienne infinie $\sum_{i,k} e'_{ik} \bar{a}_i a_k$ [on pose $e'_{ik} = (e'_i, e'_k)$], qui est une forme bornée, restent bornées pour les a_k donnés, bien que $\sum |a_k|^2$ ne converge pas, lorsque $\sum \bar{a}_k x_k$ converge dans tout V sans converger dans tout $\mathcal{H}$. Par contre, il est impossible que $\sum^n a_k e''_k$ converge en

même temps, fût-ce faiblement. Car, dans cette hypothèse

$$\sum^{n} a_k e_k = \sum^{n} a_k e'_k + \sum^{n} a_k e''_k$$

convergerait faiblement, donc $\sum^{n} |a_k|^2 = \left\| \sum^{n} a_k e_k \right\|^2$ serait borné et $\sum |a_k|^2$ convergerait. On peut même affirmer que $\left\| \sum^{n} a_k e''_k \right\| \to \infty$; car l'hypothèse contraire impliquerait l'existence d'une suite d'entiers $n_1 < n_2 < \ldots < n_i < \ldots$ tels que $\left\| \sum^{n_i} a_k e''_k \right\| <$ M fixe, d'où l'on conclurait à la convergence de $\sum |a_k|^2$. Dans le cas présent, $\sum^{n} a_k e_k$ s'éloigne à l'infini, mais sa *projection sur* V, qui est $\sum^{n} a_k e'_k$, *converge, faiblement ou fortement*, vers α, tandis que sa projection sur $\mathcal{H}$ — V s'éloigne à l'infini. Notons qu'un α, de V, tel que $(\alpha, X) = \sum^{\infty} \bar{a}_k x_k$ dans V, est unique, et que l'on a $\sum_{1}^{\infty} \bar{\alpha}_k x_k = \sum_{1}^{\infty} \bar{a}_k x_k$ dans tout V, *sans avoir* $\sum_{n}^{\infty} \bar{\alpha}_k x_k = \sum_{n}^{\infty} \bar{a}_k x_k$ pour tout n.

6. Voici un exemple de convergence *forte* de $\sum a_k e'_k$. Prenons

$$V = [e_2, e_4, \ldots, e_{2p}, \ldots]$$

et les a_k tels que $\sum |a_{2k-1}|^2$ diverge, $\sum |a_{2k}|^2$ converge. La série $\sum \bar{a}_k x_k$ se réduit à $\sum \bar{a}_{2k} x_{2k}$ pour tout $X = \sum x_{2k} e_{2k}$ de V; elle converge dans tout V, et uniformément sur $\|X\| = 1$; donc $\sum_{1}^{2n} a_k e'_k = \sum_{1}^{n} a_{2k} e_{2k}$ converge fortement vers $\alpha = \sum_{1}^{\infty} a_{2k} e_{2k}$, et l'on a, dans V, $\sum^{\infty} \bar{a}_k x_k = (\alpha, X)$.

7. Voici un exemple de convergence *faible* de $\sum a_k e'_k$. V et $\mathcal{H}$ — V ont une infinité de dimensions. Soit (ε_n) la base orthonormale de V. On prend

$$A_n = \alpha_n \varepsilon_1 + \alpha_{n-1} \varepsilon_2 + \ldots + \alpha_1 \varepsilon_n \qquad (n = 1, 2, \ldots, \infty),$$

les α_n étant réels. Si $s_n = \alpha_1 + \ldots + \alpha_n$, on prendra $\sum s_n^2$ *convergente*, avec s_n décroissant et tendant vers zéro; comme $\alpha_n = s_n - s_{n-1}$, on a $\alpha_1 = s_1 > 0$ et $\alpha_k < 0$ pour $k > 1$. $\sum \alpha_k = 0$. Alors $A_n \to 0$ et $A_1 + A_2 + \ldots + A_n \to 0$ sans qu'aucune de ces convergences soit forte. L'opérateur A, de V, défini par $A \varepsilon_n = A_n$ est borné, de borne M_A. En multipliant tous les α_k par $\lambda > 0$, on

multiplie M_A par λ, et l'on peut donc supposer $M_A < 1$. Sous la seule condition $M_A \leq 1$, on peut associer à chaque A_n un $B_n \in \mathcal{H} - V$, tel que le système $E_n = A_n + B_n$ ($n = 1, 2, \ldots, \infty$) soit orthonormal dans $\mathcal{H}$.

J'étudierai ultérieurement ce problème de la détermination des B_n et du système (E_n). Complétons le système (E_n) par un système orthonormal (C_n), de façon que le système $(E_1, C_1, E_2, C_2, \ldots)$ soit complet dans $\mathcal{H}$. Posons $e_{2p-1} = E_p$, $e_{2p} = C_p$. (e_n) sera une base de $\mathcal{H}$ dont la projection sur V est donnée par $e'_{2p-1} = A_p$, $e'_{2p} = C'_p$. Choisissons les a_k de façon que $a_{2p-1} = 1$ et $a_{2p} = c_p$ avec $\sum |c_k|^2$ convergente. $\sum |a_k|^2$ diverge. Avec les notations du n° 5 on a $\sum_1^{2p} a_k e'_k = \sum_1^p A_k + \sum_1^p c_k C'_k$ qui converge faiblement et non fortement; il en est de même de $\sum_1^n a_k e'_k$ pour $n = \infty$. L'introduction des C_n est inutile si (E_n) est complet.

CORRESPONDANCE.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Un théorème général sur les probabilités associées à un système d'événements dépendants.* Note de M. **Ky Fan**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous considérons ici un système d'un nombre fini d'événements fortuits A_1, A_2, ..., A_m, définis sur une même catégorie d'épreuves, mais, à cela près, quelconques, indépendants ou non, incompatibles ou non. Posons

$$S_0 = 1, \qquad S_k = \sum_{i_1 \ldots i_k} \text{Prob}\,(A_{i_1} A_{i_2} \ldots A_{i_k}) \qquad (1 \leq k \leq m)$$

et désignons par $P_{[k]}$ la probabilité pour que, dans une même épreuve, k de ces événements A se produisent et pas plus de k. On connaît diverses inégalités et égalités liant ces quantités S_k et $P_{[k]}$ (1). Mais il est à remarquer que *presque toutes les inégalités connues* (2) *liant* S_k, $P_{[k]}$ *sont de la forme linéaire homogène*

$$\sum_{k=0}^{m} (a_k S_k + b_k P_{[k]}) \geq 0, \tag{1}$$

où les coefficients a_k, b_k *sont indépendants de la nature des événements* A.

(1) Ces inégalités et égalités dues à divers auteurs (Ch. Jordan, Bonferroni, Fréchet, Gumbel, Broderick) ont été rassemblées par M. Fréchet dans son livre *Les probabilités associées à un système d'événements compatibles et dépendants*. Première partie : *Événements en nombre fini fixe*. Paris, 1940.

(2) Par exemple, les formules (212), (216), (221), (231), (232), (239) dans le livre cité de M. Fréchet. Voir aussi une double inégalité de M. Loève dans sa Note aux *Comptes rendus*, 212, 1941, pp. 261-263.

De même, *toutes les égalités connues* [3] *liant* S_k, $P_{[k]}$ *sont de la forme*

$$(2)\qquad \sum_{k=0}^{m}(a_k S_k + b_k P_{[k]}) = 0.$$

L'étude des systèmes d'événements pouvant être dépendants conduit en général à des résultats moins précis que l'étude des événements indépendants. Mais, si l'on se borne aux inégalités de la forme (1) ou aux égalités de la forme (2), l'hypothèse de l'indépendance n'affecte en rien les résultats. Nous avons en effet le théorème suivant :

THÉORÈME. — *Si une inégalité de la forme* (1) [*ou une égalité de la forme* (2)] *est valable pour tout système de m événements indépendants, elle est aussi valable pour tout système de m événements quelconques, indépendants ou non.*

On voit que ce théorème se rattache à l'important théorème de Ch. Jordan-T. S. Broderick [4], ainsi qu'à une règle connue [5] pour chercher la probabilité d'un événement fonction de plusieurs événements. L'ensemble de ces résultats se groupe harmonieusement. La démonstration de notre théorème est tout à fait élémentaire et repose sur un procédé souvent commode en Calcul des Probabilités. Ce procédé consiste à remplacer, au moyen de la notion d'indicateur [6], un système d'événements par un système de variables aléatoires [7].

Démonstration. — Il suffit évidemment de prouver la partie du théorème concernant les inégalités. Soit (1) une inégalité valable pour tout système de m événements *indépendants*. Prenons arbitrairement m nombres $x_i (1 \leqq i \leqq m)$ tels que $0 \leqq x_i \leqq 1$ et définissons m événements *indépendants* $B_1, B_2, \ldots, B_m$ avec $\text{Prob}(B_i) = x_i$. Pour ces m événements B, l'inégalité (1) devient

$$(3)\qquad \sum_{k=0}^{m}\left[a_k \sum_{i_1\ldots i_k} x_{i_1}\ldots x_{i_k} + b_k \sum_{i_1\ldots i_k} x_{i_1}\ldots x_{i_k}(1-x_{i_{k+1}})\ldots(1-x_{i_m})\right] \geqq 0.$$

Ainsi, d'après l'hypothèse, l'inégalité (3) est vérifiée par tout système de m nombres $x_i \geqq 0$ et $\leqq 1$. Dès lors, si m variables aléatoires X_i, *indépendantes ou non*, sont telles que $0 \leqq X_i \leqq 1$ dans toute épreuve, l'inégalité obtenue de (3) en remplaçant chaque x_i par X_i sera valable dans toute épreuve, et par suite, on

---

(3) Par exemple, les formules fondamentales (29) et (41) dans le livre de M. Fréchet.

(4) *Proc. Royal Irish Academy*, 44, 1937, pp. 19-28. Voir aussi M. FRÉCHET, *op. cit.*, p. 38.

(5) M. FRÉCHET, *op. cit.*, p. 28.

(6) On appelle *indicateur* d'un événement A la variable aléatoire qui est égale à 1 si A a lieu, sinon à O.

(7) Ce procédé a été utilisé par A. Khintchine (*Rec. Math. Moscou*, 39, 1932, pp. 40-43), B. de Finetti (*Ann. Inst. H. Poincaré*, 7, 1937, p. 30) et récemment par M. Loève (*Ann. Univ. Lyon*, Section A., *Sc. Math. et Astr.*, 1942, pp. 55-74).

aura, en prenant la valeur moyenne [8]

$$(4)\qquad \sum_{k=0}^{m}\left\{a_k\sum_{i_1\ldots i_k}\mathfrak{M}(X_{i_1}\ldots X_{i_k})+b_k\sum_{i_1\ldots i_k}\mathfrak{M}[X_{i_1}\ldots X_{i_k}(1-X_{i_{k+1}})\ldots(1-X_{i_m})]\right\}\geqq 0.$$

Donnons-nous maintenant un système de m événements $A_1, A_2, \ldots, A_m$ quelconques, *indépendants ou non*. Soit X_i l'indicateur de A_i. On a évidemment $0\leqq X_i\leqq 1$. D'après ce qui précède, (4) est nécessairement vérifiée par ces variables aléatoires X_i. Or, selon la définition de X_i, le premier membre de (4) n'est autre chose que $\sum_{k=0}^{m}(a_k S_k + b_k P_{[k]})$, où S_k, $P_{[k]}$ se sont rapportés aux événements donnés $A_1, A_2, \ldots, A_m$. L'inégalité considérée (1) est donc valable pour tout système de m événements, *indépendants ou non*. C. Q. F. D.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Comparaison entre la théorie de la composition et la transformation de Laplace-Carson*. Note [1] de M. **Jean Gilly**, présentée par M. Joseph Pérès.

I. Dans le cas de singularités intérieures au domaine d'intégration, les propriétés des parties finies d'intégrales au sens de M. Hadamard se conservent; les formules de transformation d'intégrales, comme celle de Dirichlet, s'appliquent; on peut donc s'en servir pour la définition des produits de composition de première et deuxième espèce : les propriétés d'associativité et de distributivité sont conservées; l'emploi des parties finies dans la correspondance de Laplace-Carson étend considérablement le champ de la correspondance en conservant des propriétés importantes, utilisées dans la résolution des équations différentielles, ainsi que le théorème du produit; pour assurer l'unicité de la correspondance, nous conviendrons d'éviter l'extension de la définition signalée dans notre Note du 17 janvier 1944 (p. 100).

II. Soient des fonctions $M(x, y)$ et $N(x, y)$ nulles respectivement pour $y-x<\mu(x)>0$ et $(y-x)<\nu(y)>0$ et telles que, par ailleurs

$$M(x, y)=m(x+\mu(x), y),\qquad N(x, y)=n(x, y-\nu(y)).$$

On vérifie aisément que

$$\overset{\star}{M}\overset{\star}{N}(x, y)=0\qquad \text{pour } y-x<\mu(x)+\nu(y);$$
$$\overset{\star}{M}\overset{\star}{N}(x, y)=\overset{\star}{m}\overset{\star}{n}(x+\mu(x), y-\nu(y))\qquad \text{pour } y-x>\mu(x)+\nu(y),$$

relation qui s'étend au cas des ordres singuliers et généralise la relation bien connue sur les ordres et les diagonales des produits de composition. En

---

[8] $\mathfrak{M}X$ désigne la valeur moyenne de la variable aléatoire X.

[1] Séance du 7 février 1944.

particulier, si l'on pose

$$\overset{\star}{1}{}^{\alpha}(t-h)=0 \quad \text{pour } t<h \qquad \text{et} \qquad \overset{\star}{1}{}^{\alpha}(t-h)=\frac{(t-h)^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha)} \quad \text{pour } t>h,$$

on vérifie sans difficulté la relation $\overset{\star}{1}{}^{\alpha}(t-h)\,\overset{\star}{1}{}^{\beta}(t-k)=\overset{\star}{1}{}^{\alpha+\beta}(t-h-k)$, ce qui conduit à poser

$$\overset{\star}{1}{}^{0}(t-h)\overset{\star}{f}(t)=0 \quad \text{pour } t<h \qquad \text{et} \qquad \overset{\star}{1}{}^{0}(t-h)\overset{\star}{f}(t)=\overset{\star}{f}(t-h) \quad \text{pour } t>h.$$

L'opérateur $\overset{\star}{1}{}^{0}(t-h)$ est équivalent à e^{-ph} dans la transformation de Laplace-Carson.

Ces considérations permettent d'envisager le produit de composition de fonctions d'ordre négatif avec des fonctions admettant un nombre fini de lignes de discontinuité.

III. La théorie de la composition conduit à substituer à toute fonction de la forme $f(t)=\Sigma_k[C_k t^{\alpha_k}/\Gamma(\alpha_k+1)]$ une fonction appelée *associée* de $f(t)$: $\varphi_v(p)=\Sigma_k(C_k/p^{\alpha_k})$ avec $f(t)=\overset{\star}{\varphi}_v(\overset{\star}{1}{}^{-1}).\overset{\star}{1}=\varphi_v(p).1$. L'associée $\varphi_v(p)$ et l'image $\varphi_c(p)$ d'une même fonction ont de nombreuses propriétés communes, notamment celles que nous avons citées au paragraphe I. Nous nous proposons d'insister sur quelques différences.

La correspondance entre $f(at)$ et $\varphi(p/a)$, vérifiée pour l'associée quel que soit a, ne l'est en général pour l'image que si a est réel.

Les relations

$$\lim_{p\to\infty}\varphi(p)=\lim_{t\to 0}f(t), \qquad \lim_{p\to 0}\varphi(p)=\lim_{t\to\infty}f(t)$$

vérifiées pour l'image si les limites sont atteintes pour les valeurs réelles positives, ne le sont pour l'associée que dans le cas banal où elles sont atteintes par valeurs complexes quelconques, la limite infinie désignant l'infini d'argument quelconque. N étant entier positif, t^{-N} n'a ni image ni associée et p^N n'est l'image ou l'associée d'aucune fonction analytique.

Il y a lieu de réserver le cas d'une série de puissances négatives de t : l'image peut exister seule $\left(e^{-\frac{1}{t}}\right)$, l'associée aussi $\left(\frac{1}{\sqrt{t}}e^{\frac{1}{t}}\right)$, ou elles peuvent différer l'une de l'autre pour une série de puissances positives entières de p,

$$\operatorname{erf}\frac{1}{2\sqrt{t}}=\operatorname{sh}\sqrt{p}.1\supset 1-e^{-\sqrt{p}}.$$

Dans le cas d'une fonction du type $f(t)=c_0t^{\alpha}+c_1t^{\alpha+1}+\ldots+c_Nt^{\alpha+N}+\ldots$ (α non entier négatif), la condition nécessaire et suffisante pour que l'image soit égale à l'associée est que l'associée soit convergente pour les grandes valeurs de p.

Si l'associée est une série asymptotique, l'image peut ne pas exister; si elle existe, elle est la somme asymptotique de l'associée.

Enfin, si $f_k(t) = \varphi_{vk}(p) . 1 \supset \varphi_{ck}(p)$, pour qu'il y ait correspondance entre les séries $f_k(t)$ et $\varphi_k(p)$, il faut que la série $f_k(t)$ converge pour les petites valeurs de t et, en outre, pour l'image, il faut que la série φ_{ck} soit convergente pour les grandes valeurs de p, et que la série $f_k(t)$ n'introduise pas de développement illimité de puissances négatives de t.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la formule de Bernoulli généralisée.* Note (1) de M. André Fortier, présentée par M. Henri Villat.

Pour calculer la perte de puissance mécanique Δw d'un fluide réel incompressible en mouvement permanent, le long d'un tronçon de conduite limité par les deux sections S_1 et S_2, on admet que Δw est donnée par la formule de Bernoulli généralisée

$$(1) \qquad \Delta w = \iint_{S_1} \left(\frac{1}{2}\rho V^2 + p + \mathcal{U}\right) v_n \, d\sigma - \iint_{S_2} \left(\frac{1}{2}\rho V^2 + p + \mathcal{U}\right) v_n \, d\sigma,$$

ρ désignant la masse spécifique du fluide, V la vitesse, p la pression, $\mathcal{U}$ le potentiel des forces de profondeur et v_n la projection de la vitesse sur la normale à l'élément de surface $d\sigma$.

Les deux intégrales du second membre de l'équation (1) représentent les *débits d'énergie* à travers les sections S_1 et S_2 et l'on démontre que ces débits d'énergie sont égaux dans le cas d'un fluide parfait. E. Cotton a généralisé ce résultat (2) et montré pour un fluide parfait : 1° que l'égalité subsiste entre les valeurs moyennes des débits d'énergie dans le cas d'un mouvement turbulent, permanent en moyenne, dans une conduite, et 2° que la différence entre les débits moyens d'énergie représente la puissance moyenne d'un récepteur mécanique intercalé entre les sections S_1 et S_2.

Or il n'est pas nécessaire de passer par l'intermédiaire du fluide parfait et l'on peut établir une formule analogue à la formule (1) en ne conservant que trois hypothèses : *a*. la pression est fonction seulement de la masse spécifique; *b*. les forces de profondeur dérivent d'un potentiel $\mathcal{U}$ indépendant du temps; *c*. l'écoulement est permanent en moyenne.

Soit en effet une surface fermée Σ, dont le mouvement est connu et soit $\mathcal{O}$ le volume intérieur à Σ que nous supposerons constamment rempli par le fluide en mouvement. Appliquons le principe de la conservation de l'énergie à la masse fluide qui se trouve à l'instant t à l'intérieur de Σ, nous pouvons écrire

$$d\mathcal{C} + dQ = dE_c + dE_i,$$

$d\mathcal{C}$ désignant le travail et dQ la quantité de chaleur fournie à la masse fluide

(1) Séance du 28 février 1944.

(2) E. Cotton, *Comptes rendus*, 168, 1919, p. 547; *Bull. Soc. Math.*, 50, 1922, pp. 134-147; *Ann. Univ. Grenoble*, (2), 2, 1925, pp. 261-269.

considérée par le milieu extérieur entre les instants t et $t+dt$; $d\mathrm{E}_c$ l'augmentation d'énergie cinétique et $d\mathrm{E}_i$ l'augmentation d'énergie interne de la masse fluide pendant le même temps.

Or le travail $d\mathcal{T}$ comprend le travail des forces de surface $d\mathcal{T}_1$, et le travail des forces de profondeur $d\mathcal{T}_2$; $d\mathrm{E}_i$ comprend l'augmentation d'énergie intrinsèque $d\mathrm{E}_p$ et le travail $d\mathrm{Q}'$ des forces de frottement transformé en chaleur à l'intérieur de la masse fluide pendant le temps dt, l'équation (2) peut donc s'écrire

$$(3)\qquad \frac{d\mathcal{T}_1}{dt}+\frac{d\mathcal{T}_2}{dt}+\frac{d\mathrm{Q}}{dt}=\frac{d\mathrm{E}_c}{dt}+\frac{d\mathrm{E}_p}{dt}+\frac{d\mathrm{Q}'}{dt}.$$

Les diverses puissances qui figurent dans l'équation (3) doivent être calculées en suivant les particules fluides dans leurs mouvements, et nous désignerons, comme on a l'habitude de le faire, par $d\mathrm{G}/dt$ la dérivée, par rapport au temps, de la fonction $\mathrm{G}(x, y, z, t)$ prise en suivant la particule dans son mouvement.

Appelons v_n la projection de la vitesse V en un point de Σ sur la normale extérieure à Σ, W_n la vitesse normale d'un élément de surface $d\sigma$ de Σ, et posons

$$\mathcal{P}=\int\frac{dp}{\rho},\qquad \mathcal{E}=\iiint_{\mathcal{D}}\rho\left(\frac{\mathrm{V}^2}{2}+\mathcal{P}-\frac{p}{\rho}+\mathcal{U}\right)d\tau.$$

Il est facile de voir que

$$(4)\qquad \frac{d\mathrm{Q}'}{dt}-\frac{d\mathrm{Q}}{dt}-\frac{d\mathcal{T}_1}{dt}+\frac{d\mathcal{E}}{dt}=-\iint_{\Sigma}\rho\left(\frac{\mathrm{V}^2}{2}+\mathcal{P}-\frac{p}{\rho}+\mathcal{U}\right)(v_n-w_n)\,d\sigma.$$

Appliquons la formule (4) à un tronçon de conduite limité par deux sections fixes S_1 et S_2 et comprenant une machine dont les surfaces mobiles sont complètement noyées dans le fluide en mouvement et ne coupent jamais les sections S_1 et S_2. La surface Σ est alors constituée par la surface matérielle fixe S (parois de la conduite et surfaces fixes de la machine), l'ensemble S′ des sections S_1 et S_2 et les parois mobiles S″ de la machine, et nous pouvons écrire

$$(5)\qquad \frac{d\mathcal{E}}{dt}+\Delta w=-\iint_{\mathrm{S}}\left(\vec{\mathrm{T}}-p\vec{n}+\rho\frac{\mathrm{V}^2}{2}\vec{n}+\rho\mathcal{P}\vec{n}+\rho\mathcal{U}\vec{n}\right)\vec{\mathrm{V}}\,d\sigma,$$

en appelant $\Delta\mathrm{W}$ la puissance mécanique perdue par le fluide entre les sections S_1 et S_2, $\vec{n}$ un vecteur unitaire porté par la normale extérieure à Σ et $\vec{\mathrm{T}}$ la tension exercée par le fluide qui se trouve du côté négatif de $d\sigma$ sur le fluide qui se trouve du côté positif.

Lorsque le mouvement du fluide est permanent en moyenne et que les surfaces mobiles de la machine repassent périodiquement par les mêmes positions, nous pouvons prendre les moyennes des deux membres de l'équation (5)

et écrire finalement

$$(6)\qquad \overline{\Delta w} = \iint_{S_1} \overline{\left(\vec{T} - p\vec{n} + \rho\frac{V^2}{2}\vec{n} + \rho\mathfrak{T}\vec{n} + \rho\mathfrak{U}\vec{n}\right)\vec{V}}\,d\sigma - \iint_{S_2} \overline{\left(\vec{T} - p\vec{n} + \rho\frac{V^2}{2}\vec{n} + \rho\mathfrak{T}\vec{n} + \rho\mathfrak{U}\vec{n}\right)\vec{V}}\,d\sigma,$$

les normales à S_1 et S_2 étant orientées dans le sens de l'écoulement moyen, c'est-à-dire de S_1 vers S_2.

L'équation (6) généralise l'équation (1) et est applicable à un écoulement quelconque, permanent en moyenne, d'un fluide réel compressible ou non.

Dans le cas usuel d'un fluide pesant, la formule (6) montre que $\overline{\Delta w}$ peut toujours être calculée à partir de mesures de pressions et de vitesses dans les sections S_1 et S_2 qui limitent le tronçon de conduite considéré.

HYDRAULIQUE. — *Coup de bélier dans un canal de fuite fonctionnant en charge*. Note ([1]) de M. **Léopold Escande**, transmise par M. Charles Camichel.

Soient y_0 et $y_0 + \xi$ les hauteurs piézométriques en régime permanent d'une part, et à l'instant t, d'autre part, à l'entrée de la turbine, y'_0 et $y'_0 + \xi'$ les mêmes quantités à la sortie de celle-ci; la charge sous laquelle fonctionne la turbine, à l'instant t, est donc

$$(1)\qquad (y_0 + \xi) - (y'_0 + \xi') = \lambda q^2,$$

$\lambda(t)$ étant une fonction du temps donnée par la loi d'action du régulateur. Si l'on applique la méthode graphique de M. Bergeron au problème étudié, la distance verticale entre les points de fonctionnement m, m', relatifs à la base de la conduite d'amenée d'une part, et au départ du canal de fuite, d'autre part, doit donc être égale, à chaque instant t, à l'ordonnée correspondante de la parabole $y = \lambda q^2$, relative à l'ouverture de la turbine réalisée à cet instant t. Toute la construction est basée sur cette remarque.

On choisit comme unité provisoire de temps un diviseur commun des durées d'aller retour d'onde le long de la conduite d'amenée, d'une part, et du canal de fuite, d'autre part. Dans le cas de la figure, cette unité est supposée égale à la moitié de la durée d'aller retour d'onde dans le canal d'amenée et au quart de celle qui caractérise le canal de fuite.

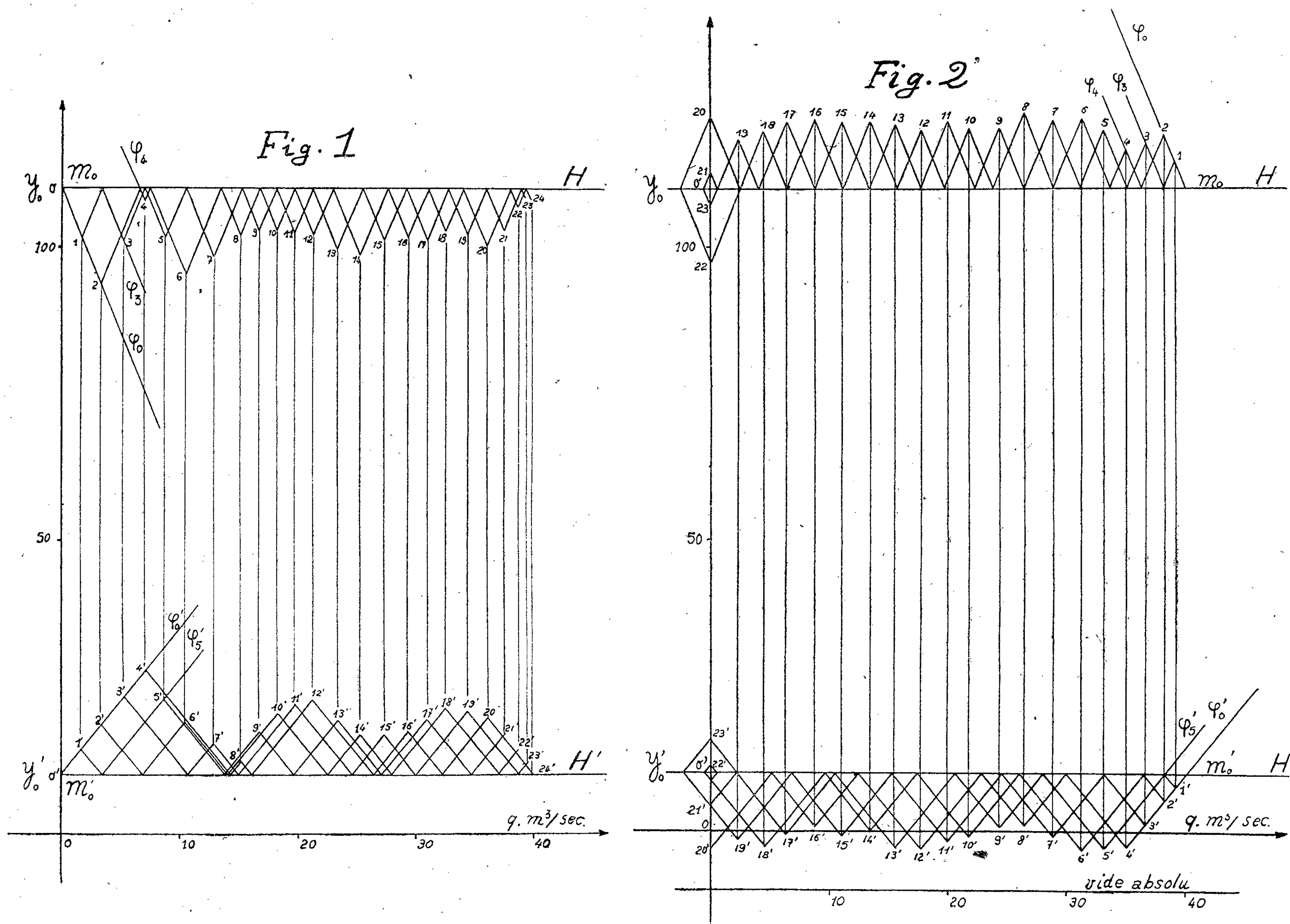
A partir des valeurs de λ que la loi d'action du régulateur fait correspondre aux instants successifs 1, 2, 3, ..., n, ..., on construit les paraboles $y = \lambda q^2$ correspondantes. On détermine les inclinaisons des droites φ (canal d'amenée) et φ' (canal de fuite) de la méthode graphique. Sur un calque on trace deux axes rectangulaires Ox, Oy, la droite Δ, de même pente que φ' et issue de l'origine O ainsi que les courbes 1, 2, 3, ..., n, ..., déduites des paraboles

([1]) Séance du 28 février 1944.

précédentes en comptant les ordonnées des divers points au-dessus de la droite Δ.

Pour obtenir les points du graphique correspondant à l'instant n, on fait coïncider la droite Δ du calque avec la droite φ'_n de la figure réfléchie sur l'horizontale H′ du régime permanent dans le canal de fuite par le point de fonctionnement $n' - 4$: le point n est alors à l'intersection de la courbe n du calque et de la droite φ_n réfléchie sur l'horizontale H du régime permanent dans la conduite d'amenée par le point de fonctionnement $n - 2$: en rappelant verticalement n sur φ'_n, on obtient le point n'.

La figure 1 montre un exemple de graphique ainsi obtenu à la mise en route



des turbines; la figure 2 correspond à leur arrêt. Dans l'exemple étudié, il ne se produit pas de cavitation dans le canal de fuite : dans le cas contraire, on pourrait tenir compte théoriquement de celles-ci, mais, pratiquement, des cavitations seraient inadmissibles et l'installation devrait être complétée par une chambre d'équilibre.

MÉCANIQUE INDUSTRIELLE. — *Sur la variation de glissement d'un essieu aux grandes vitesses.* Note de M. **René Swyngedauw**, présentée par M. Henri Villat.

Nous avons montré (¹) que le glissement d'un essieu, roulant sur un cylindre entre pointes, est indépendant de la vitesse dans la première partie de la courbe de glissement qui correspond au rampage d'une courroie; mais la vitesse périphérique maximum ne dépassa jamais 40^{km} à l'heure dans ces expériences.

Nous avons pu depuis, sans changer notablement le dispositif expérimental, atteindre 110 à 120^{km} à l'heure; le cylindre en acier dur trempé de $96^{mm},6$ de diamètre fait alors 5400 à 6000 tours par minute, suivant que l'essieu est plus ou moins freiné.

Les essieux des expériences antérieures n'ont pu être utilisés car, par suite de la diminution progressive du diamètre de leurs roues, la fréquence des oscillations du voltmètre [qui sert à la mesure du glissement (²)] eût été trop grande aux grandes vitesses pour que l'on puisse compter aisément le nombre d'oscillations par minute.

Pour réduire cette fréquence, nous avons été amené à n'employer que des interrupteurs rotatifs à une rupture de courant par tour, et par conséquent des essieux de diamètre sensiblement égal à celui du cylindre.

Nous avons surtout employé un essieu en acier dur trempé dont les roues ont un diamètre qui ne diffère de celui du cylindre que de quelques centièmes de millimètre; il pèse 16700^{g}.

Aux grandes vitesses : 1° le graissage des pointes entre lesquelles tourne l'essieu doit être entretenu par une goutte d'huile toutes les 3 ou 4 minutes; 2° les pointes ne doivent pas être trop serrées sur les bouts d'arbre, un très léger jeu est indispensable; 3° l'équilibrage dynamique des interrupteurs rotatifs de l'essieu et du cylindre doit être aussi parfait que possible; car le moindre balourd crée des trépidations et, l'essieu n'étant plus en contact continu avec le cylindre, le glissement est augmenté dans des proportions inconnues. Ces vibrations sont révélées par un flux de faibles étincelles éclatant entre les roues de l'essieu et le cylindre par suite de la rupture du très faible courant de voltmètre qui traverse le contact roue-cylindre dans le dispositif de mesure du glissement décrit dans la Note précitée. Ces étincelles font un bruit d'intensité périodiquement variable, de même fréquence que les oscillations du voltmètre.

Le freinage de l'essieu se fait au moyen d'un fin cordon frottant sur l'arbre de l'essieu et enroulé dans un sens tel que l'extrémité la moins tendue soit reliée

---

(¹) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 869.
(²) *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 151.

à la balance sinus qui mesure la tension t; l'extrémité la plus tendue porte un poids P, de sorte que l'effort de freinage sur l'arbre de l'essieu est $P - t$.

On alterne, pour un même effort du freinage, les mesures de glissement à petite et grande vitesse, afin que le roulement dans les deux cas se fasse sur des surfaces de contact pratiquement identiques.

La grande vitesse peut être considérée invariable pendant la durée d'une mesure de fréquence d'oscillation du voltmètre. La faible vitesse varie de 1/10 environ pendant la durée 6 à 7 fois plus grande d'une mesure; on note 2 fois par minute sa valeur et l'on en prend la moyenne pour le calcul du glissement.

A vide, le glissement moyen relevé est

$$\gamma_0 = 0,164 \text{ millième à } 800 \text{ t/m} \qquad \text{et} \qquad \Gamma_0 = 0,318 \text{ millième à } 6000 \text{ t/m},$$

soit

$$\Gamma_0 - \gamma_0 = 0,154 \text{ millième},$$

en charge, pour une résistance au roulement égale à 0,13 fois le poids de l'essieu,

$$\Gamma - \Gamma_0 = 0,92 \text{ millième}, \qquad \Gamma - \gamma = 0,172 \text{ millième}.$$

D'où cette conclusion importante :

Dans le rampage, le glissement est plus grand à grande qu'à faible vitesse et la différence $\Gamma - \gamma$ ***croît légèrement avec la charge de l'essieu.***

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Conditions de choc dans le problème des trois corps* (1). Note (2) de M. **Pierre Sémirot**, présentée par M. Jean Chazy.

Soient x, y, z les coordonnées du corps P_1 de masse m_1 par rapport au corps P_0 de masse m_0, ξ, η, ζ les coordonnées du corps P_2 de masse m_2 par rapport au centre de gravité G des deux corps P_0 et P_1 et posons $r = P_0P_1$, $r_1 = P_0P_2$, $r_2 = P_1P_2$, $\rho = GP_2$. Le mouvement est défini par un système différentiel d'ordre *douze* de la forme

$$(S) \qquad \begin{cases} x'' = Ax + B\xi, & y'' = Ay + B\eta, & z'' = Az + B\zeta, \\ \xi'' = Cx + D\xi, & \eta'' = Cy + D\eta, & \zeta'' = Cz + D\zeta. \end{cases}$$

L'application du théorème fondamental de M. Chazy (*Bull. Sc. Math.*, 56, 1932) à un système différentiel déduit de (S) nous a permis de mettre en évidence la forme des développements des coordonnées au voisinage de l'instant du choc et les conditions de choc. Nous établirons directement ces conditions de choc à partir du système (S).

1° Soit une fonction X de la variable x s'annulant avec cette variable et développable au voisinage de $x = 0$ en série entière convergente en $x^{p/q}$ de rayon

(1) *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 974.

(2) Séance du 28 février 1944.

de convergence R

$$(1)\qquad X(x)=\sum_{n=1}^{\infty} a_n\left(x^{\frac{p}{q}}\right)^n=\sum_{n=1}^{\infty} a_n x^i;$$

p, q, n sont des entiers positifs et nous avons posé $pn/q=i$. Considérons, dans le plan de la variable complexe, le cercle de rayon R et de centre $x=0$. Pour la valeur x de la variable, la valeur de X est exprimée par la série (1) si $|x|<R$. Soit un cercle de centre x et de rayon $\rho<R/2$ passant par le point $x=0$. Pour toute valeur x_1 de la variable contenue dans ce cercle, la fonction X est holomorphe et développable en série de Taylor. Pour $x_1=0$, cette série s'écrit

$$(2)\qquad 0=X-\frac{dX}{dx}x+\ldots+(-1)^k\frac{d^kX}{dx^k}\frac{x^k}{k!}+\ldots,$$

et nous en établirons la convergence. Les dérivées de X sont déterminées à partir de (1). Portons les valeurs obtenues dans (2); ordonnons par rapport aux coefficients a; il viendra, en désignant par C_i^k le nombre des combinaisons simples de i objets k à k,

$$0=\sum_{n=1}^{\infty} a_n x^i[1-i+\ldots+(-1)^k C_i^k+\ldots].$$

Le coefficient de la quantité $a_n x^i$ étant nul, il en résulte que la série (2) représente bien la valeur de X pour $x_1=0$.

2° Soit une fonction X de x s'annulant pour $x=0$ et développable en série entière convergente en $x^{p/q}$ et $x^{p/q}\log x$:

$$X=\sum_{\alpha=0}^{\infty}\sum_{\beta=0}^{\infty} a_{\alpha\beta}x^{\frac{p\alpha}{q}}\left(x^{\frac{p}{q}}\log x\right)^{\beta}=\sum\sum a_{\alpha\beta}PQ \qquad (\text{sauf } \alpha=\beta=0),$$

avec $P=x^i$, $i=p\alpha/q$, $Q=(x^{p/q}\log x)^{\beta}$. Un raisonnement analogue au précédent conduira à l'étude de la convergence de la série (2).

Portons les valeurs des dérivées de X dans (2) et ordonnons par rapport aux coefficients a :

$$0=\sum\sum a_{\alpha\beta}\left[PQ-x\left(P\frac{dQ}{dx}+Q\frac{dP}{dx}\right)+\ldots+\frac{(-1)^k}{k!}x^k \times\left(P\frac{d^kQ}{dx^k}+\ldots+C_k^l\frac{d^lP}{dx^l}\frac{d^{k-l}Q}{dx^{k-l}}+\ldots+Q\frac{d^kP}{dx^k}\right)+\ldots\right].$$

Désignons par $K_{\alpha\beta}$ le coefficient de $a_{\alpha\beta}$ et ordonnons-le par rapport à la fonction Q et à ses dérivées après avoir remplacé la fonction P et ses dérivées par leurs valeurs

$$K_{\alpha\beta}=[1-i+\ldots+(-1)^l C_i^l+\ldots]\left[Q-x\frac{dQ}{dx}+\ldots+(-1)^n\frac{x^n}{n!}\frac{d^nQ}{dx^n}+\ldots\right]x^i.$$

Le premier facteur représente le développement de $(1+z)^i$ pour $z=-1$ et le second est le développement de la fonction $Q(0)=(x^{p/q}\log x)^{\beta}_{x=0}$.

Ces deux facteurs étant nuls, il s'ensuit que la série (2) représente encore la valeur de X pour $x_1 = 0$.

3° Appliquons les deux propositions précédentes aux différents cas de chocs définis comme suit :

choc binaire réel, la distance r s'annule en même temps que ses projections sur les axes de coordonnées;

choc imaginaire double, les deux distances r_1 et r_2 s'annulent sans que leurs projections sur les axes de coordonnées soient nulles;

choc imaginaire triple, les trois distances s'annulent sans que leurs projections sur les axes de coordonnées soient nulles;

choc imaginaire triple de deuxième espèce, deux distances s'annulent mais non leurs projections sur les axes de coordonnées, et d'autre part la troisième distance r et ses projections s'annulent.

Le tableau suivant indique la forme des développements des coordonnées au voisinage de l'instant du choc, le nombre de constantes dont ils dépendent, le nombre des conditions de choc, les variables pour lesquelles il faut écrire les développements (2) :

Choc réel..........	$t^{1/3}$	10	2	x, y, z
» double........	$t^{1/5}$	10	2	$r_1, r_2, r_1/r_2 = m_0/m_1$
» triple.........	$t^{1/2}$ et $t^{1/2}\log t$	10	2	r, r_1, r_2
» de 2e espèce...	$t^{1/3}$ et $t^{1/3}\log t$	9	3	x, y, z, ρ, ou $r, r_1, r_2, r_1/r_2 = (-m_0/m_1)^{1/2}$.

L'élimination du temps entre n développements (2) donnera les $n-1$ conditions de choc. En ayant égard au système (S), on constate que, dans les chocs réel et de 2e espèce, les développements (2) relatifs aux variables x, y, z sont de la forme

$$Kx + Lx' + M\xi + N\xi' = 0, \quad Ky + Ly' + M\eta + N\eta' = 0, \quad Kz + Lz' + M\zeta + N\zeta' = 0.$$

Il faut également remarquer que, dans les cas des chocs double et de 2e espèce, le rapport des deux distances r_1 et r_2 qui s'annulent n'est pas arbitraire.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur une nouvelle méthode de mesure des mobilités d'ions dans les gaz.* Note [1] de Mlle **Éliane Montel**, présentée par M. Maurice de Broglie.

La mesure des mobilités d'ions ou d'électrons dans les gaz, à des pressions et dans des champs électriques aussi variés que possible, présente actuellement un renouveau d'intérêt, en liaison, par exemple, avec le développement de la technique des compteurs Geiger-Müller. Divers travaux d'ordre expérimental ou d'ordre théorique ont été récemment consacrés à cette question [2].

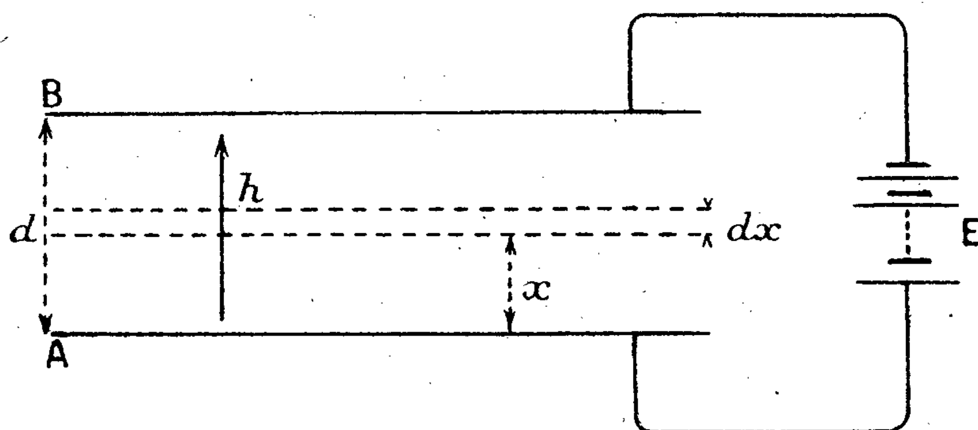
---

[1] Séance du 14 février 1944.

[2] A. V. Hershey, *Phys. Rev.*, 56, 1939, pp. 908 et 916; A. F. Pearce, *Proc. Roy. Soc.*, 155, 1936, p. 490; P. Herreng, *Thèse de doctorat*, Paris, 1943.

Je désire indiquer ici le principe d'une méthode nouvelle, dont j'ai entrepris la réalisation expérimentale, et qui me semble présenter des avantages réels sur celles employées jusqu'ici. Elle se fonde sur un résultat que j'ai établi dans une Note antérieure ([3]).

Soit un condensateur plan (*fig.* 1) entre les armatures A et B duquel est



maintenu un champ électrique uniforme et constant au moyen d'une source continue E. Par un procédé quelconque (effet photoélectrique sur le plateau A, faisceau plan de rayons X au voisinage immédiat de celui-ci, ou passage à travers de fines ouvertures pratiquées dans A), des électrons ou des ions, que je supposerai tous identiques, sont introduits dans le gaz au voisinage immédiat du plateau A, et, le sens du champ étant convenable, se déplacent vers B avec une vitesse constante kh, k étant la mobilité des électrons ou des ions considérés, dont le libre parcours dans le gaz est supposé petit par rapport à la distance d des plateaux.

Soit $I\,dt$ la quantité d'électricité portée par les particules ainsi introduites pendant l'intervalle de temps dt. Je suppose que, par un procédé également quelconque (variation périodique de l'intensité du rayonnement qui produit les centres électrisés, intervention d'un champ électrique alternatif agissant sur ces centres avant leur arrivée au plateau A, etc.), l'intensité correspondante du courant d'*introduction* I soit soumise à des variations périodiques de pulsation ω ou de période T connue. Soit

$$I = \sum_{m=0}^{\infty} I_m \cos(m\omega t + \varphi_m)$$

le développement de cette intensité en série de Fourier.

Cherchons à déterminer, en régime alternatif permanent, l'intensité i du courant total de Maxwell à travers un plan quelconque parallèle aux plateaux du condensateur ou à travers une section quelconque des conducteurs filiformes qui relient ces plateaux à la source E.

Sous la condition, facile à réaliser, que les charges électriques présentes dans le gaz soient trop faibles pour troubler appréciablement la constance et l'uniformité du champ h, le développement en série de Fourier du courant *observé* i

([3]) E. Montel, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1141.

se déduit de manière très simple des formules que j'ai données antérieurement ([4]). L'amplitude i_m de l'harmonique d'ordre m du courant observé s'obtient à partir de l'amplitude I_m de l'harmonique correspondante du courant d'*introduction* par la relation simple

$$i_m = I_m \frac{\sin \alpha_m}{\alpha_m},$$

où

$$\alpha_m = \frac{m\pi a}{khT}.$$

Cette amplitude i_m s'annule lorsque α_m est un multiple entier de π, c'est-à-dire lorsqu'on a, n étant un nombre entier,

$$d = nkh\frac{T}{m},$$

ce qui est réalisé lorsque la distance d entre les plateaux contient un nombre entier n de fois le chemin parcouru par les ions pendant la période T/m de l'harmonique considéré.

En particulier, si l'on mesure, par les méthodes bien connues, l'amplitude i du terme fondamental de période T dans le courant observé, et si l'on fait varier d, h ou T, on devra constater que cette amplitude s'annule chaque fois que la relation

$$d = nkhT$$

est satisfaite. Il en résulte un moyen précis pour mesurer la mobilité k.

Le résultat précédent prend un aspect plus intuitif et concret si l'on remarque que l'action du champ électrique a pour effet d'étaler dans l'espace entre les plateaux du condensateur, avec une vitesse constante kh, les variations périodiques dans le temps du courant d'*introduction* I, avec la longueur d'onde khT/m pour l'harmonique d'ordre m. L'harmonique correspondant du courant *observé* disparaît lorsque la distance entre les plateaux contient un nombre entier de ces longueurs d'onde.

La possibilité de faire varier dans de larges limites la période T et l'intensité du champ électrique h doit donner à cette méthode une grande souplesse d'application.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur la théorie de la machine à souder par points au moyen de la décharge d'un condensateur.* Note ([1]) de M. **D. Genkin**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Le procédé de soudure électrique par points met en œuvre non seulement la chaleur dégagée par le passage du courant dans la résistance de contact, mais

([4]) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1141.

([1]) Séance du 31 janvier 1944

également la diffusion des particules métalliques à travers la surface de contact soumise à une forte pression. En faisant croître la température et la pression, il est possible de réaliser la soudure en un temps très court, de l'ordre de quelques centièmes de seconde et même moins.

Étant donnés la rapidité d'exécution d'un point de soudure et le nombre relativement petit de soudures par unité de temps, le régime permanent n'a pas le temps de s'établir. On a affaire en définitif à un régime transitoire d'un circuit dans lequel la résistance des conducteurs et la perméabilité du noyau magnétique ne restent pas constantes. Dans les applications pratiques, il semble cependant possible d'établir une solution suffisamment approchée en prenant pour les résistances des circuits et la perméabilité magnétique du noyau les valeurs moyennes dans l'intervalle de la soudure.

Dans une machine à souder au moyen de la décharge d'une capacité, le circuit primaire contient une batterie de condensateurs et le primaire d'un transformateur abaisseur de tension, tandis que le circuit secondaire comprend le secondaire du transformateur et les connexions d'amenée de courant au point de soudure.

Les équations correspondantes sont :

$$V_1 = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt},$$
$$O = R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt},$$
$$i_1 = -C \frac{dV_1}{dt},$$

où R_1, R_2, L_1, L_2 sont des quantités relatives respectivement aux circuits primaire et secondaire considérés dans leur ensemble, et supposées constantes, M étant le coefficient d'induction mutuelle et V_1 la différence de potentiel aux bornes de la batterie.

L'équation caractéristique correspondante est du 3e degré, et dans le cas présent elle admet une racine réelle et deux racines imaginaires conjuguées.

Si V_0 est la valeur de V_1 au temps $t = 0$, les expressions approchées des courants, en négligeant les termes d'ordre secondaire, seront :

$$i_1 = -\frac{V_0 R_2^3 M^2 C^2}{L_4^2} e^{-\alpha t} + \frac{L_2 V_0}{(L_1 L_2 - M^2)\omega} e^{-\delta t} \sin(\omega t + \varphi),$$
$$i_2 = \frac{V_0 R_2 MC}{L_2^2} e^{-\alpha t} - \frac{M V_0}{(L_1 L_2 - M^2)\omega} e^{-\delta t} \sin(\omega t + \psi),$$

avec

$$\alpha = -\frac{R^2 L_2^2}{L_2^3 - R_2^2 M^2 C},$$

et

$$\delta = -\frac{L_2^2(R_1 L_2^2 + R_2 M^2) - R_2^2 M^2 C(R_1 L_2 + R_2 L_1)}{(L_1 L_2 - M^2)(L_2^3 - R_2^2 M^2 C)}$$
$$\omega = \sqrt{\frac{L_2^3 - R_2^2 M^2 C}{L_2^2 C(L_1 L_2 - M^2)} - \delta^2} \simeq \sqrt{\frac{L^2}{C(L_1 L_2 - M^2)}}.$$

Ces expressions approchées ne peuvent s'appliquer avec une exactitude suffisante que dans un domaine où la résistance primaire est faible, ainsi que le produit $R_2^2 M^2 C$. Dans le cas assez rare où les fuites magnétiques deviennent négligeables, les expressions se simplifient considérablement et l'on obtient

$$\alpha = \frac{a R_2}{M}, \qquad \delta = \frac{R}{2L} \qquad \text{et} \qquad \omega = \frac{1}{\sqrt{CL}},$$

avec $R = R_1 + a^2 R_2$, et $L = l_1 + a^2 l_2$, l_1 étant le coefficient de self-induction de fuites primaires et l_2 le coefficient de self-induction de fuites secondaires.

Les expressions approchées précédentes ont été vérifiées sur un exemple numérique, en les comparant aux résultats de calcul direct par approximations successives de l'équation du 3e degré.

En faisant varier M de 10^{-1} à 10^{-6} Henry, et en laissant tous les autres coefficients constants, on constate les écarts maxima suivants : pour δ, 0,3 % ; pour α, 1,2 % ; pour ω, 0,9 % ; pour les coefficients des termes pseudo-périodiques : courant primaire, 2,7 % ; courant secondaire, 17 %.

Sur les courbes révélées à l'oscilloscope, on constate, à cause de la petitesse du terme apériodique, que la période du terme pseudo-périodique varie sensiblement comme la racine carrée de la capacité de la batterie. Les écarts constatés ne dépassent pas 8 %.

L'examen des courbes révélées à l'oscilloscope montre en outre une concordance des résultats des calculs et des essais de l'ordre de 25 %. Étant donnée l'incertitude sur les constantes des circuits et les erreurs de mesure dans des essais dont la précision atteint au maximum 15 %, la concordance des essais et des calculs peut être considérée comme satisfaisante.

OPTIQUE. — *Étude de l'éclairement au centre de la tache de diffraction pour les différentes aberrations géométriques.* Note [1] de M. **André Maréchal**, présentée par M. Charles Fabry.

Nous avons montré [2] que l'éclairement e en un point C voisin du centre de la tache de diffraction (en prenant pour unité l'éclairement produit en l'absence d'aberrations au centre de la sphère d'onde) peut se calculer approximativement par la relation

$$e \geqq \left(1 - \frac{2\pi^2}{\lambda^2} E_0\right)^2,$$

où E_0 est l'écart quadratique moyen entre la surface d'onde Σ et une sphère convenable de centre C, à condition que Σ ne s'écarte pas de plus de $\lambda/4$ de part et d'autre de cette sphère. Nous nous sommes proposé de rechercher la

[1] Séance du 28 février 1944.

[2] *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 345.

position du foyer pour les différentes aberrations géométriques et de déterminer l'aberration que l'on peut tolérer pour que l'éclairement central reste supérieur à une valeur déterminée. La règle de lord Rayleigh conduisant à des éclairements variables de 0,73 à 0,86, on peut chercher à obtenir $e \simeq 0,80$, ce qui conduit à écrire $E_0 \simeq \lambda^2/180$. *Nous admettrons donc qu'un instrument est bien corrigé si le carré de l'écart quadratique moyen entre la surface d'onde et la sphère focale moyenne ne dépasse pas* $\lambda^2/180$.

Si les angles d'ouverture sont notables, l'énergie n'est pas uniformément répartie sur la surface d'onde; afin de pouvoir appliquer les résultats précédents, nous nous limiterons au cas où ces angles sont petits.

Les conditions ainsi déterminées conduisent aux résultats suivants [3] :

ABERRATION DE SPHÉRICITÉ. — 1° *Aberration du 3e ordre.* — Le foyer de l'onde est au milieu de la nappe sagittale de la caustique et l'aberration longitudinale tolérable est égale à $4\lambda/\alpha_m^2$ (α_m étant le demi-angle d'ouverture image). La règle de lord Rayleigh conduit au même résultat.

2° *Aberration repliée.* — Si l'on admet que le terme du 5e ordre ne dépend pas de la hauteur de la zone de correction et si l'on néglige les termes d'ordre supérieur, on trouve que l'éclairement focal maximum est obtenu en corrigeant le système pour la zone marginale et que le foyer de l'onde est alors situé aux 4/5e de la caustique à partir du foyer paraxial.

Conrady a calculé l'éclairement au point situé aux 3/4 de la caustique, où la variation de chemin optique est minimum; si la différence de marche est de $\lambda/4$, l'éclairement obtenu est de 0,73; au foyer de l'onde la règle de lord Rayleigh n'est plus respectée, puisque la différence de marche atteint 0,4 λ; cependant l'éclairement est supérieur à 0,787 : une intégration numérique conduit en effet à la valeur 0,796.

L'aberration longitudinale tolérable est égale à $\sqrt{35}\,(\lambda/\alpha_m^2)$ (la règle de lord Rayleigh conduit à $6\lambda/\alpha_m^2$).

COMA. — Lorsque le rapport de convergence $g = u \sin\alpha / n' \sin\alpha'$ ne reste pas constamment égal au grandissement paraxial y'/y la coma apparaît. On montre que le chemin optique aberrant est alors égal à $n'\Delta = (ny \sin\alpha - n'y' \sin\alpha') \cos\varphi$ où φ est l'azimut du point de la pupille utilisé.

Coma du 3e ordre. — Δ est proportionnel à $n'^3 \cos\varphi$ et la tache d'aberration prend la forme d'aigrette. Le foyer de l'ordre est aux 2/9 de l'étendue totale de l'aigrette, à partir du foyer paraxial [résultat déjà trouvé par Conrady et Martin [4] à l'aide d'intégrations numériques]. Pour satisfaire à la tolérance générale la variation relative du rapport de convergence doit être inférieure à $\sqrt{0,4}\,(\lambda/y'\alpha'_m)$.

---

[3] Voir le détail des calculs dans les *Cahiers de Physique*, n° 25, 1944 (réunion de l'Institut d'Optique).

[4] *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **79**, 1919, p. 575; **82**, 1922, p. 310.

Coma repliée. — On trouve que la condition des sinus doit être satisfaite pour une zone de rayon $h_0 = \sqrt{1,2}\, h_m$, et la variation relative maximum de g doit être inférieure à $0,93\,\lambda/\alpha'_m$.

ASTIGMATISME ET COURBURE DE CHAMP. — Si t et s sont les abscisses des focales par rapport au plan de mise au point, on peut exprimer les tolérances sous la forme

$$(t+s)^2 + 2(t-s)^2 \leqq \frac{\lambda^2}{\alpha_m^4};$$

si $t+s=0$, on doit avoir

$$|t-s| \leqq \frac{\lambda}{\sqrt{2}\,\alpha_m^2},$$

la règle de lord Rayleigh donnerait

$$|t-s| \leqq \frac{\lambda}{2\alpha_m^2}.$$

CAS GÉNÉRAL. — Ces diverses aberrations sont présentes simultanément. Soient P le foyer paraxial, F_1, F_2, F_3, F_4 les foyers obtenus respectivement en présence d'aberration de sphéricité (comprenant des termes d'ordre quelconque), de coma du 3ᵉ ordre, de courbure de champ et d'astigmatisme, ces diverses aberrations étant prises séparément, E_{01}, E_{02}, E_{03}, E_{04} les carrés moyens minimums correspondants.

Le calcul montre que si l'on superpose ces aberrations, la position du foyer est définie par l'égalité vectorielle

$$\overrightarrow{PF} = \sum_{i=1}^{i=4} \overrightarrow{P_i F_i}$$

et le carré moyen minimum, obtenu en F, est égal à $E_0 = \Sigma E_{0i}$.

La règle de correction s'écrira donc

$$\sum E_{0i} \leqq \frac{\lambda^2}{180}$$

(en remarquant que le terme E_{03} relatif à la courbure de champ est nul).

On peut mettre ceci sous une forme plus commode, où l'on peut tenir compte de la courbure de champ, dans le cas où l'on met au point dans le plan du meilleur foyer au centre du champ de l'instrument : si L_m est l'aberration de sphéricité longitudinale, tolérable lorsqu'elle est seule, $\delta y'_m$, $(t+s)_m$, $(t-s)_m$ les quantités correspondantes pour la coma, la courbure de champ et l'astigmatisme, L, $\delta' y'$, $t+s$, $t-s$ les valeurs effectives des aberrations, on peut écrire

$$\left(\frac{L}{L_m}\right)^2 + \left(\frac{\delta y'}{\delta y'_m}\right)^2 + \left(\frac{t-s}{(t-s)_m}\right)^2 + \left(\frac{t+s}{(t+s)_m}\right)^2 \leqq 1.$$

SPECTROSCOPIE. — *Raie transaurorale* 2972 Å ($^2P_1 - {}^1S_0$) *de l'atome neutre d'oxygène*. Note [1] de M. **Louis Herman** et Mme **Renée Herman**, présentée par M. Charles Fabry.

On sait, depuis le travail de Frerichs [2], que l'atome neutre d'oxygène possède deux niveaux métastables $^1D_2$ et $^1S_0$, situés respectivement à 1,957 volt et 4,168 volts au-dessus de ^3P. Des transitions interdites entre ces niveaux et le niveau fondamental ont été effectivement observées aussi bien au laboratoire que dans l'émission de la haute atmosphère [3]. La raie verte ($^1D_2 - {}^1S_0$) a été mesurée d'abord par Babcock dans le rayonnement du ciel nocturne [4], puis au laboratoire par Mc Lennan et ses collaborateurs [5]. Sa longueur d'onde peut être considérée comme bien déterminée, à moins de 1/100 d'angström près et égale à 5577,34 Å. Il n'en est pas de même pour les raies rouges 6300 Å ($^3P_2 - {}^1D_2$) et 6364 Å ($^3P_1 - {}^1D_2$), généralement plus faibles que la raie verte. La raie ($^3P_2 - {}^1D_2$) a d'abord été observée au laboratoire par Paschen, qui a trouvé la longueur d'onde 6300,03 Å [6]. Peu après Hopfield a trouvé, dans les mêmes conditions expérimentales, la valeur 6300,23 Å [7]. Plus tard Vegard et Harang, par une étude interférentielle faite sur les aurores, ont trouvé deux valeurs différentes, 6300,309 Å à Tromsö et 6300,286 Å à Oslo [8]. On voit que les écarts entre toutes ces mesures sont assez notables. Pour la raie ($^3P_1 - {}^1D_2$), plus faible que 6300 Å, Paschen a trouvé la longueur d'onde 6364,07 Å et Hopfield 6363,88 Å. La raie ($^3P_0 - {}^1D_2$), bien plus faible encore, n'a jamais été observée au laboratoire.

On voit ainsi que le niveau $^1S_0$ est bien déterminé par rapport au niveau $^1D_2$; par contre les écarts entre ces niveaux et l'état fondamental $^3P_{2,1,0}$ sont connus avec peu de précision. La probabilité d'émission spontanée étant bien plus grande pour la raie transaurorale 2972 Å ($^3P_1 - {}^1S_0$), nous avons cherché à mesurer avec précision sa longueur d'onde au laboratoire, en l'excitant dans un mélange d'argon et d'oxygène.

L'appareil à décharge que nous avons utilisé est un tube en *pyrex* de 20^{mm} de diamètre intérieur et de 50^{cm} de long; les électrodes en cuivre sont fixées aux deux extrémités dans des tubulures latérales. En photographiant le tube *en bout*, on utilisait la partie centrale de la décharge. Une fenêtre en quartz

---

(1) Séance du 28 février 1944.

(2) *Phys. Review*, 36, 1930, p. 398.

(3) J. Dufay, J. Cabannes et J. Gauzit, *Bull. Soc. Astr. de France*, 56, 1942, p. 149.

(4) H. D. Babcock. *Astrophys. Journ.*, 57, 1923, p. 209.

(5) J. C. Mc Lennan et J. H. Mc Leod, *Proc. Royal Soc. London*, A, 115, 1929, p. 515.

(6) *Zeits. für Physik*, 65, 1930, p. 1.

(7) *Phys. Rev.*, 37, 1931, p. 160.

(8) *Geofysiske Publikasjoner*, 11, xv, 1937.

fondu, fixée à une extrémité du tube, permettait d'atteindre la partie ultraviolette du spectre. Deux tubulures soudées à l'appareil contiennent de l'anhydride phosphorique et du permanganate de potassium. Après avoir été vidé puis rempli d'argon commercial sous une pression de 10^{mm} de mercure, le tube était séparé de la canalisation. On procédait alors à la purification de l'argon en faisant passer une décharge condensée entre les deux électrodes de magnésium d'un voyant qui communique avec l'appareil. Les impuretés contenues dans l'argon étaient ainsi éliminées par combinaison avec les vapeurs de magnésium. Lorsque la décharge directe fournissait un spectre d'argon pur, on ajoutait une petite quantité d'oxygène en décomposant avec précaution, sous l'action de la chaleur, un peu de permanganate de potassium. Si l'on constatait à nouveau la présence d'impuretés dans le mélange obtenu, on pouvait recommencer la purification comme précédemment.

Lorsque la pression partielle de l'oxygène est faible et que le courant qui passe dans le tube est de faible intensité, on constate un renforcement considérable des raies interdites de l'oxygène par rapport aux spectres d'arc OI et AI. Dans ces conditions, la raie transaurorale 2972 Å ($^3P_1 - {}^1S_0$) apparaît avec une intensité telle qu'elle est déjà visible dans un spectre pris sur plaque *Éclair* Guilleminot, avec un temps de pose de 1 minute, à l'aide d'un spectrographe à optique de quartz, d'ouverture relative $f/30$. A notre connaissance elle n'a été observée, jusqu'ici, qu'avec une faible intensité ou elle était masquée par d'autres radiations.

Pour mesurer avec précision la longueur d'onde de cette raie, nous avons superposé au spectre dû au mélange d'argon et d'oxygène un spectre d'étincelle du fer. Huit clichés ainsi obtenus ont été enregistrés au microphotomètre de Moll. On obtient finalement pour cette raie la longueur d'onde 2972,25 Å ± 0,01 Å.

Cette valeur plus précise de la longueur d'onde de la raie transaurorale [9] permet de calculer la longueur d'onde de la raie rouge ($^3P_1 - {}^1D_2$). La valeur 6363,60 Å ainsi trouvée, en admettant pour la raie verte la longueur d'onde 5577,34 Å, conduit à un rapprochement des niveaux $^3P_2$ et $^3P_1$. La distance entre ces derniers dépend évidemment de la valeur admise pour la raie ($^3P_2 - {}^1D_2$). Avec la valeur 6300,23 Å de Hopfield, cette distance se réduit à 158,0 cm^{-1}, valeur très voisine de 158,13 cm^{-1}, trouvée à partir des raies ultraviolettes [7]. Avec les deux valeurs de Vegard et Harang, on trouve 157,8 et 157,9 cm^{-1}, un peu inférieure à la valeur 158,2 cm^{-1} trouvée primitivement par Hopfield.

---

[9] Mc Lennan (*Transactions of the Royal Canadian Institute*, 19, 1932, p. 21) avait déjà signalé l'existence de cette raie. Plus récemment, G. K. Emeleus, R. H. Sloane et E. B. Cathcart (*Proc. Phys. Soc.*, 51, 1939, p. 978) ont trouvé la longueur d'onde 2972,3 Å ± 0,15 Å.

La grande intensité de la raie 2972 Å rend possible, par l'emploi d'une méthode interférentielle, une détermination plus précise encore de sa longueur d'onde.

RADIOACTIVITÉ. — *La production d'eau oxygénée dans l'eau irradiée par les rayons* X. Note [1] de MM. **Paul Bonét-Maury** et **Marcel Frilley**, présentée par M. Frédéric Joliot.

On sait depuis longtemps [2] que les rayonnements ionisants décomposent l'eau avec production d'eau oxygénée, d'hydrogène et d'oxygène. Le mécanisme de cette décomposition a fait l'objet de nombreux travaux et plusieurs explications en ont été données [3]. Nous nous sommes proposé de déterminer expérimentalement le rapport entre la quantité d'eau oxygénée produite, dans des conditions définies [4], et l'énergie abandonnée dans l'eau par les rayons X.

Les rayonnements utilisés sont produits par un tube démontable fonctionnant sous tension constante de 33,5 kV avec anticathode de Mo ou de Cu. Le rayonnement de l'anticathode de Mo comprend les raies K (0,7 Å) auxquelles se superpose un fond continu. Celui de l'anticathode de Cu peut être considéré comme constitué exclusivement par les raies Kα (1,5 Å).

L'eau est irradiée dans une cuve de verre cylindrique de 3^{cm} de diamètre, sous une épaisseur de $4^{mm},3$, correspondant à un volume total de 3^{cm^3}. Dans ces conditions le rayonnement de l'anode de Mo se comporte, au point de vue de l'absorption, comme ayant une longueur d'onde efficace de 0,95 Å et un coefficient d'absorption moyen de 3,5 cm^{-1}. Le rayonnement du Cu est sensiblement monochromatique; son coefficient d'absorption est égal à 12 cm^{-1}. Il est totalement absorbé dans l'eau irradiée.

La quantité d'énergie absorbée par la préparation, exprimée en paires d'ions par centimètre cube, se calcule par la formule [5]

$$N = \frac{D_0(1 - e^{-\mu x})}{\mu x} 1{,}6.10^{12}$$

(N, nombre de paires d'ions par centimètre cube; D_0, dose en unités r à la surface de l'eau [6]; μ, coefficient d'absorption du rayonnement dans l'eau; x, épaisseur d'eau irradiée en centimètres).

---

(1) Séance du 10 janvier 1944.

(2) Debierne, *Comptes rendus*, **148**, 1909, p. 703; M. Curie, *Radioactivité*, Paris, 1934.

(3) Fricke, *J. of Chem. Phys.*, **2**, 1939, p. 349; Nurnberger, *J. Phys. Chem.*, **41**, 1937, p. 431; Lind et Lanning, *ibid.*, **42**, 1938, p. 1229; Latarjet, *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 73; Loiseleur, Latarjet et Mlle Callot, *ibid.*, **213**, 1941, p. 730.

(4) La concentration en H^2O^2 peut varier avec le pH (au-dessus de pH 8) et avec la concentration en oxygène dissous, lorsque celle-ci est très inférieure à sa valeur normale (Fricke, *J. Chem. Phys.*, **2**, 1934, p. 556).

(5) Bonét-Maury, dans *Les Ultravirus des maladies animales* (Levaditi, Lépine et Verge, Paris, 1943, p. 195).

(6) Mesurée au moyen de la chambre absolue de Rogozinski (*J. de Radiol.*, **19**, n° **12**, 1935, p. 693).

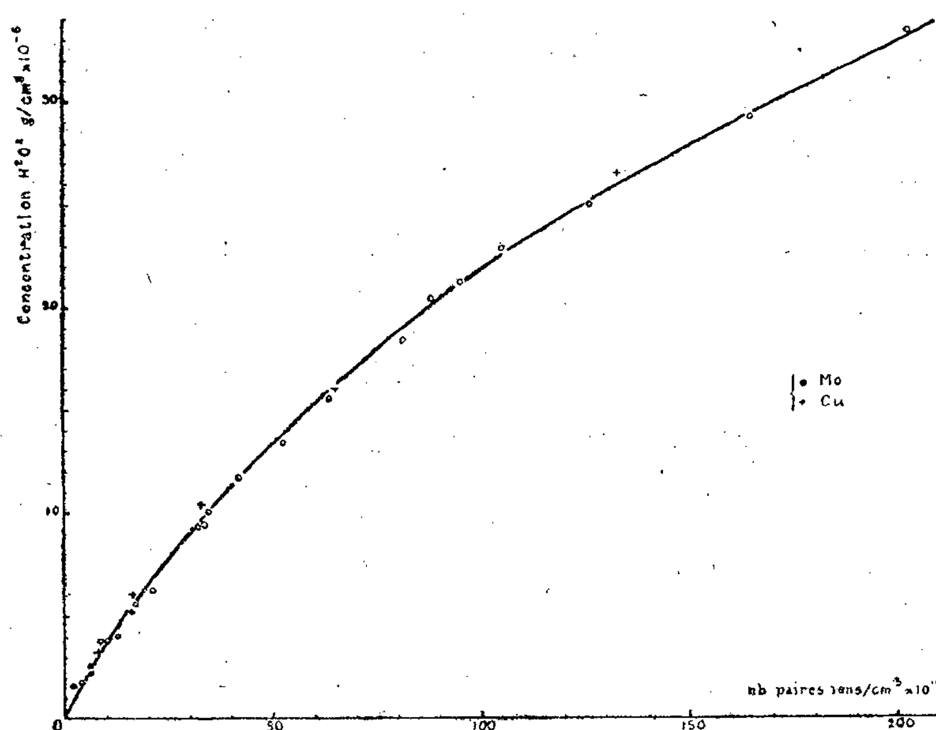
Dans le cas du rayonnement du Cu, totalement absorbé, la formule se réduit à

$$N = \frac{D_0}{\mu x} 1,6.10^{12}.$$

L'eau oxygénée a été titrée, avec le photocolorimètre absolu, par la méthode au sulfate de Ti (7).

L'irradiation s'effectue sur de l'eau distillée contenant la quantité d'oxygène normalement dissoute à 18°, à la pression atmosphérique, soit environ $2,1 . 10^{17}$ mol. O^2/cm^3 (8), préalablement additionnée d'une goutte par centimètre cube de solution sulfurique de sulfate de Ti à 10 %.

La figure résume les résultats obtenus. La quantité d'eau oxygénée est



indépendante de la longueur d'onde et dépend seulement de N. L'expérience a montré d'autre part que, pour une dose donnée, la durée de l'irradiation ne modifie pas la quantité de H^2O^2 formée :

Dose N en paires d'ions/cm³ × 10^{16}......	9,0	9,0	9,0
Temps d'irradiation en min...............	2	10	50
H^2O^2 formée en g/cm³ × 10^{-6}............	1,60	1,55	1,60

La production d'eau oxygénée est donc liée de façon précise, dans les conditions indiquées, à l'énergie totale absorbée, et cette réaction permet de doser, par une méthode photocolorimétrique, l'énergie totale cédée par un rayonnement au cours d'une irradiation. Or cette énergie est identique à celle absorbée, sous une même épaisseur, par les tissus biologiques (tissus osseux exceptés). Les méthodes habituelles de dosage, par contre, utilisent des mesures d'ioni-

(7) BONÉT-MAURY, *C. R. Soc. Biol.*, **135**, 1941, p. 197; *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 117.

(8) Titrée par la méthode de Winckler, cette quantité correspond à 11mg par litre d'eau, saturée d'oxygène par barbotage prolongé d'air.

sation dans l'air d'où l'on ne peut déduire l'énergie réellement absorbée dans le milieu irradié que si l'on connaît le coefficient d'absorption moyen du rayonnement. Mais, celui-ci n'étant généralement pas monochromatique, ce coefficient varie suivant l'épaisseur de la préparation.

La formation d'eau oxygénée par des rayonnements dont les propriétés ont été étudiées d'une façon précise ayant fourni un étalonnage de ce test et prouvé son indépendance vis-à-vis de la qualité du rayonnement, on peut l'utiliser pour le *dosage de l'énergie absorbée, quelle que soit la nature des rayonnements ionisants* : rayons X, rayons α, deutons, neutrons etc. (9).

La précision du dosage est de l'ordre de 5 %.

RAYONS COSMIQUES. — *Nouvelle mesure directe de la vie moyenne du méson au repos*. Note de MM. **Robert Chaminade**, **André Fréon** et **Roland Maze**, présentée par M. Frédéric Joliot.

I. On a montré précédemment la possibilité d'une mesure directe de la vie moyenne du méson au repos, indépendante de la valeur de sa masse (1), puis on a indiqué une première valeur de cette vie moyenne (2). On trouvera ici les résultats d'une nouvelle série d'expériences, entreprises dans le but de préciser la valeur du fond de la mesure limitant la précision du résultat précédent.

II. Le montage employé est représenté figure 1. Il a été modifié de façon à

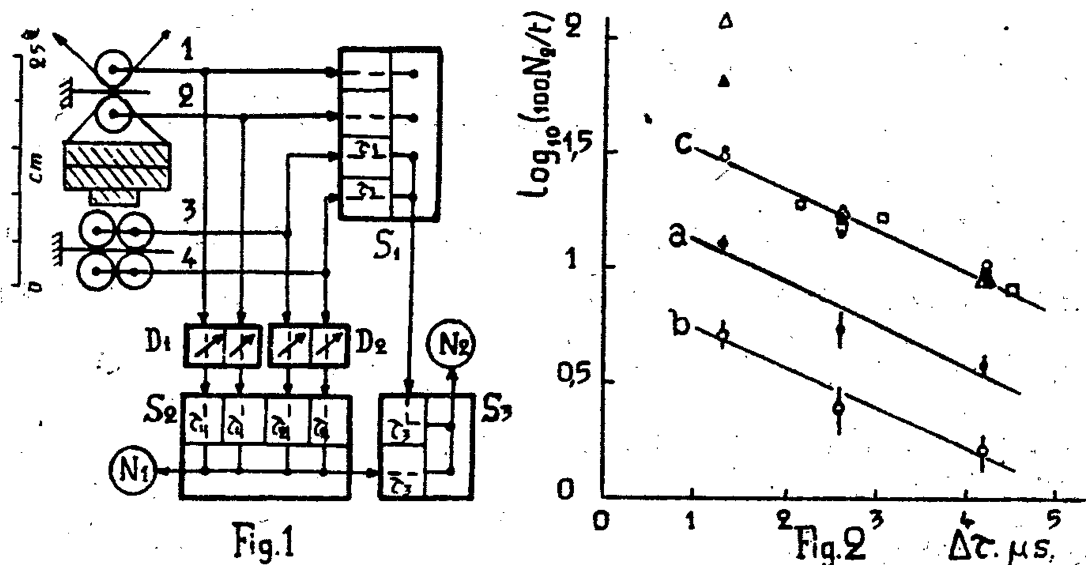


Fig. 1 Fig. 2

accroître la vitesse du comptage et à diminuer le nombre des coïncidences fortuites formant une partie du fond de la mesure précédente. La désintégration des mésons se produit dans un écran de fer de 7^{cm} d'épaisseur au-dessous duquel sont disposés 4 compteurs de Geiger, 2 à 2 en parallèle (compteurs 3

(9) L'un de nous a vérifié par ailleurs que les rayons α du Po et du Rn produisent, à énergie absorbée égale, la même quantité d'eau oxygénée que les rayons X (travail en cours de P. Bonét-Maury).

(1) Auger et Maze, *Comptes rendus*, 213, 1941, pp. 381-383.

(2) Maze et Chaminade, *Comptes rendus*, 214, 1942, pp. 266-269.

et 4). Le sélecteur S_1 fournit les coïncidences doubles 3, 4 entre ceux-ci. Le numérateur N_1 donne le nombre des coïncidences quadruples 1, 2, 3, 4 du sélecteur S_2. Les coïncidences doubles (3, 4), (1, 2, 3, 4) de S_2 sont fournies par le numérateur N_2 (coïncidences sélectionnées).

Le principe de la mesure est le même que celui décrit précédemment ([2]). On a opéré avec trois retards relatifs $\Delta\tau$ des décaleurs de chocs D_1 par rapport aux décaleurs D_2, ceci avec et sans écran. Les résultats correspondants sont résumés dans le tableau ci-dessous :

	$\Delta\tau$ (μ sec.).	Écran. Fe.	t (heures).	N_1.	N_2.	100 N_1/t.	100 N_2/t.
1.......	1,3	7^{cm}	1574	503	205	32 ±1,4	13 ±0,9
2.......	2,6	7	547	49	30	9 ±1,3	5,5 ±1
3.......	4,16	7	2205	99	85	4,5±0,5	3,85±0,4
4.......	1,3	–	828	211	44	25,6±1,7	5,3 ±0,8
5.......	2,6	–	684	26	17	3,8+0,7	2,5 ±0,6
6.......	4,16	–	1726,5	35	28	2,0±0,3	1,6 ±0,3

Les pouvoirs de résolution τ_1, τ_2, τ_3 (voir *fig.* 1) sont respectivement égaux à 1,5, 4,5 et 10 μ sec. L'étude à l'oscillographe cathodique des conditions de coïncidence du sélecteur S_2 a montré que l'on enregistrait dans chaque cas les électrons de désintégration dont les retards étaient compris dans une bande de 3 μ sec. de largeur, le retard minimum enregistré correspondant à $\Delta\tau$. On obtient donc les retards compris dans les trois bandes suivantes : 1,3 à 4,3, 2,6 à 5,6 et 4,15 à 7,15 μ sec.

III. On a porté, figure 2, les valeurs de $\mathrm{Log}_{10}(100\,N_2/t)$ avec et sans écran, en fonction des retards $\Delta\tau$. Ce sont les deux courbes sensiblement rectilignes *a* et *b*. Les résultats expérimentaux (points et cercles) sont portés avec leur erreur probable. Comme on s'est assuré, par des mesures complémentaires, que le nombre de coïncidences parasites, dues aux retards accidentels dans les compteurs et aux coïncidences fortuites, pouvait être négligé, le fait que les deux droites *a* et *b* ont la même pente permet de conclure que le nombre N_2 de coïncidences sélectionnées sans écran (fond de la mesure) doit être dû lui aussi à des mésons désintégrés, soit dans la partie inférieure de la coque du compteur 2, soit dans la partie supérieure des coques des compteurs 3 ou dans l'air ambiant.

On a fait coïncider par translation les deux courbes obtenant ainsi la droite *C* sur laquelle on a également amené par translation les autres résultats expérimentaux : coïncidences non sélectionnées N_1 sans et avec écran de fer (triangles et triangles pleins) ainsi que les mesures avec écran d'aluminium publiées précédemment. L'accord est satisfaisant, exception faite des deux premières valeurs de N_1 pour $\Delta\tau = 1{,}3$ μ sec., ce qui permet de juger de l'utilité du système de sélection supplémentaire adopté, qui élimine l'effet des fluctuations accidentelles des chocs dans les compteurs, particulièrement sensible pour les faibles retards.

IV. La pente de cette droite C résultant de l'ensemble des mesures expérimentales conduit à la valeur $\tau_0 = 2,2 + 0,2\ \mu$ sec. pour la vie moyenne au repos du méson. Celle-ci est plus élevée que la valeur obtenue précédemment par les mesures directes de Rasetti ([3]) donnant $\tau_0 = 1,5 \pm 0,4\ \mu$ sec., la valeur de τ_0 déduite des nombres de coïncidences non selectionnées N_1 (triangles pleins de la figure 2) est sensiblement égale à celle indiquée par Rasetti. La divergence des deux résultats est donc vraisemblablement due à l'emploi du dispositif de sélection supplémentaire qui élimine l'effet des fluctuations dans les compteurs.

Remarquons en terminant qu'il est possible qu'une partie de l'effet observé soit dû non pas à des mésons traversant les compteurs 1 et 2, dont l'électron de désintégration atteint les compteurs 3 et 4, mais à des mésons de faible énergie créés dans l'écran ou dans les coques des compteurs provenant de gerbes explosives locales. Des expériences sont entreprises pour vérifier cette hypothèse rendue plausible par les travaux récents de Janossy ([4]) et Daudin ([5]).

MÉTALLOGRAPHIE. — *Au sujet de la fragilité observée sur les solutions solides aluminium-zinc et aluminium-zinc-magnésium au cours de leur durcissement.* Note de MM. **Georges Chaudron, Jean Hérenguel** et **Paul Lacombe**, présentée par M. Léon Guillet.

Grogan et Pleasance ([1]) ont déjà signalé la rupture spontanée et intercristalline des solutions solides aluminium-zinc au cours d'essais de fatigue statique.

Nous nous proposons de montrer, dans cette Note, que la fragilité de cet alliage peut être observée par simple séjour à la température ordinaire en l'absence de toute tension extérieure. Ce phénomène se produit sur l'alliage trempé au cours de son durcissement (avec augmentation de la limite élastique) à la température ordinaire ([2]).

Cette fragilité intercristalline pouvait être due à la précipitation d'un constituant hors de solution au contour des grains. Une étude micrographique très poussée à l'aide d'une nouvelle méthode d'attaque micrographique par oxydation anodique ([3]), que nous décrirons dans une publication plus étendue, ne permet pas de déceler la moindre trace de précipité, quelle que soit la durée du vieillissement à la température ordinaire. Mais nous avons constaté, sur le métal poli électrolytiquement, la naissance progressive de fissures inter-

---

([3]) *Phys. Rev.*, 60, 1941, pp. 198-204.
([4]) *Proc. Roy. Soc.*, A, 182, 1943, pp. 180-186.
([5]) *Comptes rendus*, 18, 1944, p. 275.

([1]) *Inst. of Metals*, 64, 1939, p. 57.
([2]) J. Hérenguel et G. Chaudron, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 687.
([3]) P. Lacombe, *Thèse*, Paris, 1943.

cristallines avec apparition de lignes de glissement sur chaque cristal (voir *fig.* 1). Ces lignes de glissement décèlent l'existence de tensions internes au fur

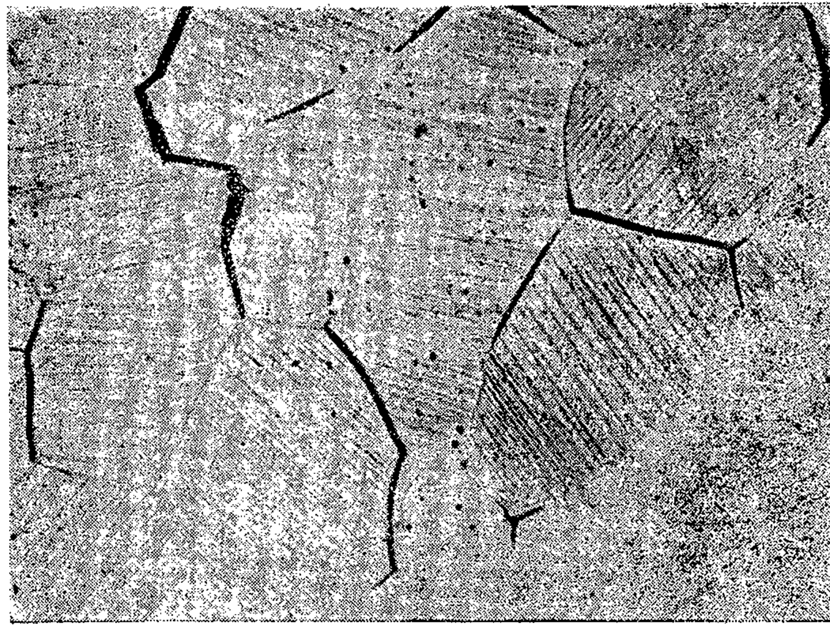


Fig. 1. — Fissuration avec apparition de lignes de glissement à la surface d'un alliage Al-Zn à 12 %, vieilli 2 mois à l'air à 20°. G. = 100.

et à mesure que s'établit le durcissement du métal. De plus l'examen de ces fissures montre que la grande majorité d'entre elles a comme point de départ la surface externe de l'alliage (*fig.* 2). Nous avons donc pensé que l'air ou



Fig. 2. — Aspect de la fissuration sur la section du même alliage vieilli 2 mois à l'air à 20°. G. = 50.

l'humidité de l'air pouvaient jouer un rôle; en effet, le vieillissement à l'abri de l'air (sous vide) se fait sans apparition de fissures. Mais, si l'on fait l'essai de traction sur un tel métal, on voit apparaître, en dehors de la cassure des éprouvettes, des décollements intercristallins très nets qui sont tout à fait analogues aux fissures observées sur l'alliage vieilli à l'air. Cette observation

très importante montre que la décohésion intercristalline provoquée par le durcissement est *révélée*, soit par l'application d'une tension extérieure, soit par l'action corrosive intergranulaire de l'oxygène ou de l'humidité.

Traitement thermique.	R.	A %.	Δ_B.
1. Une minute après trempe à l'eau............	22	23	40
2. Vieilli un mois à l'air à la température ordinaire..............................	42,1	12,5	149
3. Vieilli deux mois à l'air à la température ordinaire..............................	33–40,6	3–7	150
4. Vieilli deux mois sous vide à la température ordinaire..............................	41–40,5	4–5	150
5. Vieilli un mois à l'air à 20°, puis trempé à nouveau à 20° après homogénéisation à 450°.	18	15	40
6. Vieilli deux mois sous vide puis trempé à nouveau à 20° après homogénéisation à 450°....	22	22	40

Dans le tableau, nous avons indiqué la variation des propriétés mécaniques à la suite des différents traitements subis par un alliage à 12 % de zinc et 1 % de magnésium. Nous voyons, en particulier, qu'il n'est pas possible de régénérer par un nouveau traitement de trempe, l'alliage durci et fissuré (traitement n° 5). Seule la dureté initiale de l'état trempé est retrouvée. Par contre l'alliage vieilli sous vide est régénéré complètement par trempe (traitement n° 6). Ceci différentie nettement la décohésion qui est le phénomène principal de la corrosion fissurante qui en est une conséquence.

Nous avons reconnu que c'est le même phénomène de décohésion qui donne une grande fragilité aux solutions solides ternaires Al-Mg-Zn à teneurs élevées en magnésium et en zinc et dont nous avons donné les compositions limites ([4]).

CHIMIE MINÉRALE. — *Influence du* pH *sur la composition et l'aspect physique des molybdates de lithium.* Note de M. **Henri Guiter**, présentée par M. Paul Lebeau.

Nous avons entrepris l'étude des molybdates de lithium en appliquant la méthode de préparation déjà décrite antérieurement par nous ([1]), et qui consiste à caractériser les différents sels susceptibles de cristalliser lorsqu'on fait varier le pH de leur solution aqueuse. Nous avons opéré tantôt en milieu chlorhydrique, tantôt en milieu acétique. La courbe de neutralisation obtenue en milieu chlorhydrique en portant les pH en ordonnées et les centimètres cubes d'acide chlorhydrique en abscisses, rappelle celle du molybdate de sodium;

([4]) J. Héhenguel et G. Chaudron, *Métaux et Corrosion. Usure*, juillet-août 1941, n° **192**, p. 49.

([1]) *Comptes rendus*, **216**, 1943, pp. 587 et 796.

on y trouve deux points d'inflexion à tangente verticale, l'un correspondant au molybdate normal MoO^3Li^2O entre pH 6,5 et pH 11,2, l'autre au tétramolybdate $4MoO^3$, Li^2O entre pH 1,5 et pH 4,8. En opérant en milieu acétique, la courbe de neutralisation présente un seul point d'inflexion relatif au molybdate normal, ainsi qu'il a été reconnu pour le sel de sodium. Il résulte de ce fait que la méthode de dosage volumétrique des molybdates par l'emploi de deux indicateurs peut être utilisée en présence d'ions lithium aussi bien qu'en présence d'ions sodium.

Nous donnerons maintenant les conditions d'opération des différents composés définis que nous avons pu isoler et analyser :

1° *En présence d'ions chlorhydriques.* — *a.* De pH —0,7 à 0 et de pH 0,2 à 5,6, nous obtenons en trois à quatre mois le paramolybdate $7MoO^3 3Li^2O$, $22H^2O$. Ce sel, soluble dans l'eau et l'alcool, insoluble dans l'éther, offre un optimum de cristallisation de pH 3 à 5,6 : il se présente en cristaux blancs agglomérés, rappelant les concrétions calcaires. De pH 0,5 à 3, il revêt l'aspect d'une poudre cristalline blanche, et, au-dessous de pH 0,5, cette poudre bleuit sous l'effet de réductions partielles.

b. Dans l'essai de pH 0,1, il apparaît en trois mois des cristaux vert clair d'acide molybdique MoO^3, H^2O. Séparés de l'eau mère, ces cristaux sont devenus opaques, et celle-ci a abandonné de nouveau en 12 mois une pâte d'un vert très clair constituée encore par de l'acide molybdique. L'existence de ce point singulier d'apparition d'acide molybdique, au milieu d'une zone de pH où se forme le paramolybdate, est remarquable.

c. De pH 0,3 à 2, le tétramolybdate $4MoO^3 Li^2O$, $7H^2O$ se dépose. C'est un produit blanc, soluble dans l'eau et l'alcool, insoluble dans l'éther. Au-dessus de pH 1, on constate un optimum de cristallisation et le sel apparaît en aiguilles incolores, s'effleurissant à l'air, rappelant le tétramolybdate de sodium. Pour des pH plus faibles, les cristaux, beaucoup plus petits, forment une masse pâteuse blanche bleuissant sous l'action de la lumière. L'eau mère, d'où le tétramolybdate a été extrait, fournit ultérieurement du paramolybdate. Ce sel n'avait pas été caractérisé jusqu'ici.

2° *En présence d'ions acétiques.* — *a.* De pH 2,8 à 3,4, il apparaît en deux à trois semaines une poudre cristalline blanche, soluble dans l'alcool, insoluble dans l'éther. C'est le trimolybdate $3MoO^3$, Li^2O, $7H^2O$, qui n'avait pas été décrit. Il est assez peu soluble dans l'eau et l'acide acétique et sa cristallisation est relativement rapide.

b. De pH 3,4 à 11, il se dépose après plus d'un an des cristaux blancs agglomérés, d'aspect identique à celui du paramolybdate décrit en milieu chlorhydrique au-dessus de pH 3, dans ses conditions optima de cristallisation. C'est encore du paramolybdate $7MoO^3$, $3Li^2O$, $22H^2O$, et ce sel semble être le plus soluble des molybdates acide de sodium.

3° Entre pH 6,2 en milieu chlorhydrique ou pH 6,4 en milieu acétique, et

pH 12,4 (correspondant à l'addition de 1 à 3 mol-g LiOH à 1 mol-g MoO^4Li^2), apparaît en un laps de temps de 4 mois à 1 an le molybdate normal MoO^3, Li^2O anhydre. Ce sel n'est donc pas isomorphe du molybdate normal de sodium. En milieu légèrement acétique de pH 6,4 à 11, le molybdate normal cristallise avant le paramolybdate. Il est constitué par des cristaux légèrement jaunes, très durs. Les dimensions de ces cristaux passent par un maximum (de l'ordre de 1^{cm}) pour pH 11,9.

4° A partir de pH 12,5 (avec des additions de 1,6 à 4,8 mol-g, LiOH à 1 mol-g MoO^4Li^2), il cristallise en un an du molybdate tétralithique MoO^3, $2Li^2O$, $4H^2O$, sous la forme de tables blanches vraisemblablement tricliniques, dont les dimensions atteignent un maximum de l'ordre de 1^{cm} pour pH 13. Cet orthosel n'avait jamais été isolé, pas plus qu'aucun autre molybdate de ce type. Nous avions déjà trouvé par voie sèche un tungstate tétralithique WO^3, $2Li^2O$ (2). Il est intéressant de noter que le sel tétramétallique n'apparaît que pour le métal de moindre volume atomique.

En résumé, les molybdates de lithium s'apparentent à ceux du sodium par l'allure des courbes de neutralisation et par l'existence d'un tétramolybdate. Ils en diffèrent par la faveur accordée au paramolybdate en milieu acide et au trimolybdate en milieu fortement acétique. Le molybdate normal est anhydre, et le molybdate tétramétallique est spécifique du lithium. Trois nouveaux sels ont été caractérisés. Le pH influe toujours sur les dimensions cristallines d'un sel donné. Enfin, nous vérifions à nouveau notre observation antérieure (3) : dans les sels complexes d'une série homologue de métaux, la courbe représentant, en fonction du pH, le rapport *p* du nombre des molécules d'oxyde basique au nombre des molécules d'anhydride combinées, a une pente moyenne d'autant plus forte que le métal est de masse atomique plus faible.

CHIMIE ORGANIQUE. — *La représentation ionique des corps organiques.* Note (1) de M. **Henri Triché**.

Il a été indiqué que le méthane est constitué par un ion C^{++++} et 4 ions H^- et que, dans l'acide cyanhydrique et les cyanures alcalins, l'ion $(CN)^-$ est de la forme $(C^{++++}N^{-----})^-$ (2). Ces résultats sont confirmés par l'étude des composés $(CH^3)^2O$ et $(CH^3)^2S$ formés par un ion O^{--} ou S^{--} et des ions $(CH^3)^+$. Au moyen des parachors de ces composés, on trouve que le cube du rayon de la sphère équivalente à l'ion $(CH^3)^+$ a pour valeur 7,51 Å³. L'ion C^{++++} étant négligeable devant $3H^-$, on trouve pour le rayon de H^- 1,34 Å (valeur

(2) Carrière Guiter et Giacomini, *Bull. Soc. Chim.*, **10**, 1943, p. 587.
(3) Carrière et Guiter, *Bull. Soc. Chim.*, **10**, 1943, p. 259.

(1) Séance du 28 février 1944.
(2) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 687; **218**, 1944, p. 761.

voisine de celle de Goldschmidt 1,27 A). Aucune difficulté sérieuse ne s'élève donc pour la représentation ionique de corps organiques, lorsqu'il n'existe pas de liaison entre atomes identiques.

Pour étudier la représentation ionique d'un groupement tel que $CH^3—CH^2$, il faudrait connaître les parachors de composés tels que $(C^2H^5)^2O$ et $(C^2H^5)^2S$. Mais dans ce cas on est obligé d'admettre que ces groupements sont des ions $(C^2H^5)^+$ et ceux-ci sont peut-être différents des groupements C^2H^5 dans $CH^3—CH^2—CH^3$. Pour trouver le volume des groupements C^2H^5 ou CH^2, on peut opérer de la manière suivante. Considérons les composés $SO^4(CH^3)^2$ et $SO^4(C^2H^5)^2$; dans ceux-ci les groupements CH^3 et C^2H^5 sont des ions positifs. Nous admettons que ces composés forment une famille de corps ayant des propriétés chimiques voisines et que, par suite, le parachor de la famille est bien défini. Dans $SO^4(CH^3)^2$, CH^3 est un ion qu'on peut représenter comme dans $(CH^3)^2O$ par un ion C^{++++} et 3 ions H^-, et dans $CH^3—CH^2$ on peut écrire $(CH^3)^+CH^2$, CH^2 étant constitué par un ion C^{++} et deux ions H^-.

La valeur du rayon de la sphère équivalente à CH^2 est de 1,56 Å. On peut également calculer le rayon de CH^2 au moyen des alcools CH^3OH et CH^3CH^2OH représentés par $(CH^3)^+(OH)^-$ et $(CH^3)^+CH^2(OH)^-$. On trouve 1,61 Å. En supposant le volume de l'ion C^{++} négligeable devant le volume de deux ions H^-, on trouve pour le rayon de l'ion H^- 1,28 Å.

Le rayon de l'ion C^{++} est intermédiaire entre le rayon de l'atome 0,78 Å et celui de l'ion $C^{++++} < 0,15$ Å. En adoptant 0,4 Å, on trouve que le volume est de l'ordre de grandeur de l'erreur que l'on commet en calculant le volume de CH^2; il peut être négligé en première approximation. On remarque que les valeurs trouvées pour le rayon de CH^2 1,56 et 1,61 Å sont voisines de la distance C—C dans le diamant, ce qui prouve que les systèmes électroniques s'interpénètrent ou se déforment, ce qui caractérise les combinaisons atomiques.

Calcul du volume de $(CH^3)^-$. — D'après les considérations précédentes on est amené à considérer l'éthane comme représenté par $(CH^3)^+(CH^3)^-$. Avant toute discussion, il est donc nécessaire de calculer le volume de $(CH^3)^-$. On peut le calculer à partir des parachors des composés $HCOOCH^3$ et CH^3COOCH^3, ce dernier étant représenté par $(CH^3)^-C^{++++}O^{--}O^{--}(CH^3)^+$. On trouve que le rayon de $(CH^3)^-$ est 1,82 Å. En négligeant le volume de C^{++} devant celui des $3H^-$, on trouve que l'ion H^- a un rayon de 1,26 Å.

Représentation de l'éthane. — Puisqu'il existe des ions $(CH^3)^+$ et $(CH^3)^-$, dont les volumes sont d'ailleurs voisins, on peut représenter l'éthane par $(CH^3)^+(CH^3)^-$, le carbone étant sous la forme d'ions C^{++++} et C^{++}. A cette représentation on sera peut-être tenté d'objecter que le moment électrique est nul, mais cette objection est sans valeur, car, les ions étant très déformables, la répartition des charges est telle que le moment électrique est nul. Il semble bien que l'éthane puisse être représenté par les électromères $(CH^3)^+(CH^3)^-$,

$(CH^3)^0(CH^3)^0$; $(CH^3)^-(CH^3)^+$ avec passage facile d'une forme à l'autre. Dans la forme normale $(CH^3)^0(CH^3)^0$ le carbone serait sous la forme C^{+++}.

Conclusion. — La notion de parachor d'une famille permet le calcul du volume des ions constituant les corps organiques.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'oscillation des groupes acyliques et les empêchements stériques dans la chimie des sucres.* Note (¹) de MM. **A. Nowakowski** et **Z. Mroczkowski** (²).

Une des méthodes de synthèse des polyosides inférieurs consiste en l'association des dérivés halogénés acétylés d'un ose avec un ose acétylé, possédant un groupe hydroxyle libre. Cette méthode est très précieuse, car l'emplacement de la liaison est exactement fixé. Par la méthode de Pictet, à l'aide des sucres anhydrides, il existe au contraire plusieurs possibilités de liaison.

Nous sommes partis de l'α.1-chloro-2.3.4-triacétyl-*d*-glucose (I) et nous espérions libérer, par migration d'un groupe acétyle, le groupe hydroxyle lié au quatrième atome de carbone, car, conformément à l'expérience, le changement se produit du groupe hydroxyle secondaire au primaire. De cette façon nous espérions arriver à l'α.1-chlor-2.3.6-triacétyl-*d*-glucose (I*a*). Par combinaison de ce corps (I*a*) avec le 1-méthyl-2.3.6-triacétyl-*d*-glucose, il serait possible d'arriver à un diholoside possédant un groupe hydroxyle libre en position 4. Ce nouveau corps peut de nouveau se lier à une molécule du corps (I*a*) et former un triholoside, et ainsi de suite. Cette synthèse sûre possède une grande importance pour l'explication de la constitution de la molécule de la cellulose et de l'amidon.

Il s'est trouvé que, au cours de nos essais, ni le composé (I) ni les trois suivants, inconnus jusqu'à présent, n'ont donné lieu à une migration du groupe acétyle :

	F.	$[\alpha]_D^{18}$.
(II) β.1-benzoyl-2.3.4-triacétyl-*d*-glucose..........	178°	—67°,1
(III) β.1-*p*-chlorbenzoyl-2.3.4-triacétyl-*d*-glucose...	151	—75 ,1
(IV) β.1-benzyl-2.3.4-triacétyl-*d*-glucose..........	111	—66 ,4

Les substances (II) et (III) sont obtenues dans le toluène en présence de benzoate d'argent. La substance (IV) est obtenue, à partir de (I), par action de l'alcool benzylique et de Ag^2CO^3 en milieu toluénique. Dans les trois cas l'inversion de Walden a lieu. La substance (I), qui possède un pouvoir rotatoire de $[\alpha]_D^{20}+188°,3$, se décompose en milieu acétone et éthanol, sans présence de NaOH comme en présence de 0,0005 *n* NaOH ou 0,0005 *n* H^2SO^4, et prend un pouvoir rotatoire final de $[\alpha]_D^{20}+16$ jusqu'à $+19°$, correspondant au corps inconnu, mais décrit dans ce travail, l'α.2.3.4-triacétyl-*d*-glucose (V).

(¹) Séance du 13 décembre 1943.

(²) Ce travail a été terminé en 1939; sa publication a été retardée par les événements.

Cette valeur du pouvoir rotatoire est atteinte après 27-50 jours, dans les conditions de réaction énoncées ci-dessus. La décomposition de (I), sans présence d'alcalis, s'accorde bien avec l'instabilité, en général, de cet acétochloroglucose. Afin d'éviter l'influence de la teneur en alcalis du verre, nous avons travaillé avec des récipients en verre d'Iéna. Déjà, lors de la préparation de l'α.1-chloro-2.3.4.*d*-glucose, nous avons établi que sa cristallisation en milieu benzène-benzine provoque une grande stabilité de la substance (I), qui, au contraire, se décompose vite après cristallisation d'un mélange de chloroforme et de benzine. Au contraire les substances (II) et (III) ne modifient pas leur pouvoir rotatoire même en présence de 0,0012 *n* NaOH, même après un temps d'action de 5 jours. Mais une concentration plus élevée en NaOH influence le pouvoir rotatoire de la substance (V). Dans le cas de la substance (IV), aucune modification du pouvoir rotatoire n'est provoquée par l'application d'une forte concentration en NaOH, ce qui est compréhensible vu la liaison résistante éthérée-glucoside du groupe benzyle.

On remarque que les substances (I) à (IV) n'ont pas participé à une oscillation, quoique la liaison très rapprochée du β.1.2.3.4-tétracétyl-*d*-glucose permette une oscillation de la position 4 en 6. On doit s'attendre à ce que les substances (I), (II) et (III) se modifient, lors des essais décrits plus haut, sous l'influence de NaOH, en α.2.3.4-triacétyl-*d*-glucose (V). En conséquence, ce corps encore inconnu fut préparé à partir de l'α.1-chloro-2.3.4-triacétyl-*d*-glucose en solution dans le méthanol et en présence de Ag^2CO^3. Il se présente, après distillation sous vide de 10^{-3} mm Hg à 120-130°, sous la forme d'une substance vitreuse, de pouvoir rotatoire $[\alpha]_D^{18}+16^\circ,0$.

Nous avons aussi observé que les substances (I) à (IV) ne forment aucun dérivé triphénylméthylique, même après un long chauffage, quoique celles-ci possèdent toutes des groupements hydroxyles primaires libres. On pourrait donc se figurer que, dans ces quatre substances, aucun groupe hydroxyle primaire n'est capable de réagir. En conséquence, nous avons transformé la substance (I) en 2.3.4-triacétyl-β-méthyl-*d*-glucoside, au sein de l'alcool méthylique, en présence de Ag^2CO^3 (³), qui nous donnait avec facilité le dérivé triphénylméthylique. Nous avons donc la preuve que la matière première de nos composés, la substance (I), a possédé un groupement hydroxyle primaire libre.

Conclusions. — Ce parallélisme entre la non-oscillation du groupe acétylique et l'impossibilité de la fixation du groupe triphénylméthylique des dérivés acétylés du *d*-glucose est dû à des empèchements stériques, qui sont provoqués par la fixation du chlore ou des groupements benzoyle et benzyle sur le premier atome de carbone.

(³) G. ZEMPLEN et Z. CSÜRÖS, *Ber. d. chem. Ges.*, 62, 1929, p. 993.

Ces résultats apportent une contribution nouvelle à l'étude des phénomènes qui accompagnent l'activité des différents groupes hydroxyles (primaire et secondaire) dépendant du substituant sur le premier atome de carbone.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude polarimétrique de l'alcoolyse sur le formiate de menthyle.* Note de MM. **Gustave Vavon** et **Joseph Ducasse**, présentée par M. Marcel Delépine.

Parmi les nombreux auteurs qui ont étudié l'alcoolyse, c'est-à-dire le remplacement de l'alcool d'un ester par un autre alcool, seuls Bruni et Contardi [1] ont fait appel au polarimètre. Ils ont opposé le menthol aux esters acétate, benzoate, oxalate et acétylacétate d'éthyle, mais cette étude s'est révélée difficile par suite de la lenteur de la réaction et n'a pu mener à des conclusions précises.

Nous avons pensé que le formiate de menthyle se prêterait à de telles recherches : les pouvoirs rotatoires moléculaires de l'ester et de l'alcool sont respectivement de $[M]_{578}$ — 163°,40 et —80°,20; en fin d'alcoolyse par un alcool inactif, la molécule de formiate ayant été remplacée par une molécule de menthol, la rotation a diminué d'environ la moitié. De plus les formiates, tant dans leur formation que dans leur saponification, se montrent beaucoup plus actifs que les autres esters [formation 11000 à 16000 fois [2] et saponification alcaline 200 fois [3] plus rapides que pour les acétates]. On pouvait espérer que l'alcoolyse serait elle-même plus rapide, assez pour être suivie à la température ordinaire. Il en est bien ainsi, à condition d'ajouter un catalyseur, ClH ou BrH.

Le mode opératoire est simple : on dissout dans l'alcool étudié le formiate $C = N/4$ et de l'acide chlorhydrique sec $C = 0{,}06$ N. La solution reste dans le tube polarimétrique pendant toute la durée des mesures. Des expériences préliminaires ont montré que la vitesse est sensiblement proportionnelle à la quantité de catalyseur; l'acide bromhydrique est un peu plus actif que l'acide chlorhydrique.

Cinétique de la réaction. — La quantité d'alcool étant très grande, 40 à 80^mol pour 1 de formiate, la réaction doit être du premier ordre. C'est ce que montre le tableau ci-dessous où figurent les lectures en centièmes de degré; les temps sont comptés à partir de l'instant où le mélange est fait. La constante est calculée en prenant comme temps o celui de la première mesure et comme α_∞, 434. On applique la formule $K = (1/t) L[(a_0 - \alpha_\infty)/(a_t - \alpha_\infty)]$ (temps en minutes, température 11°, λ 578; l 20 cm).

t.........	2.	10.	20.	40.	70.	120.	180.	240.
α_t.........	774	714	660	578	506	460	440	438
$K.10^4$.....	"	241	228	226	227	223	221	"

(1) *Gazz. Chim. Ital.*, 36, 1906, p. 356.
(2) Kailan et Rosenblatt, *Monatsh.*, 68, 1936, p. 109.
(3) Skrabal et Sperk, *Monatsh.*, 38, 1917, p. 191.

Rôle de l'eau. — L'eau à l'état de traces retarde beaucoup la réaction. Voici des mesures faites sur l'alcool éthylique absolu, rectifié deux fois sur le calcium, et sur des alcools de degrés variables, obtenus à partir du précédent par addition de solutions hydroalcooliques de titres connus (t, temps de demi-réaction en minutes).

Titre......	100°.	99°,9.	99°,8.	98°,5.	99°.
t..........	23	41	60	88	100

On voit que 1/1000 d'eau dans l'alcool absolu diminue la vitesse de près de la moitié. On peut par cette alcoolyse déceler sans difficulté une différence de 1/5000° dans la teneur en eau de deux échantillons d'alcool quasi absolu : ceci correspond pour un même temps voisin de la demi-réaction à une différence dans la variation de rotation d'un échantillon à l'autre d'environ 0°,14, alors que les lectures peuvent être faites à 0°,02 et qu'une telle différence imputée à un autre facteur correspondrait à 20 °/₀ dans la quantité de catalyseur ou 2° dans la température. On a donc là une méthode très sensible pour évaluer le titre de l'alcool éthylique. Signalons en outre que cette action retardatrice de l'eau montre que la catalyse par l'acide chlorhydrique est due à la molécule et non à l'ion H^+.

Rôle de la structure. — Le tableau ci-dessous donne les temps en minutes de moitié ou quart de réaction pour différents alcools rectifiés sur calcium (température 16°; ClH 0,06 N).

50 %.		50 %.		25 %.	
Méthylique........	6	*n*-Butylique........	25	Ethylique..........	10
Éthylique..........	23	Isobutylique.......	27	Isopropylique......	345
Propylique........	24	Octylique..........	27	Sec-butylique......	525
				Pseudo-butylique...	2520

Les alcools primaires donnent donc à peu près la même vitesse, sauf l'alcool méthylique, qui agit environ 4 fois plus vite. La réaction est beaucoup plus lente pour les secondaires et encore plus pour les tertiaires.

Ces derniers résultats sont en accord dans leurs grandes lignes avec ceux qu'ont obtenus Kolhatkar ([4]) par une méthode dilatométrique et Fehland et Adkins ([5]) par la détermination des constantes d'équilibre.

Ils montrent le parallélisme étroit qui existe, quant à l'influence de structure de l'alcool considéré, entre la vitesse d'alcoolyse qu'il produit et la vitesse de formation et de saponification de ses esters.

([4]) *J. Chem. Soc.*, **107**, 1915, p. 930.

([5]) *J. Am. Chem. Soc.*, **57**, 1935, p. 193.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Effet Raman des acides diméthyl, monométhylarsiniques de l'oxyde de méthylarsine et de la triméthylarsine.* Note de M. **Georges Petit**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons cherché à représenter les spectres Raman des acides monométhyl, diméthylarsinique, de l'oxyde de méthylarsine et de la triméthylarsine.

A. Acide diméthylarsinique. — 1° *Préparation.* — Une solution de cacodylate de sodium dans de l'alcool absolu distillé est traitée par un excès de gaz carbonique. Le filtrat, évaporé au bain-marie, laisse un résidu sirupeux qui peut être utilisé tel quel ou, si besoin est, dissous dans de l'eau, décoloré au noir et reconcentré après filtration.

2° *Spectre.* — Le cliché a été obtenu après une pose de 24 heures. Trois bandes d'intensités moyennes, décroissantes en fonction de l'augmentation de fréquence, se situent à 211, 239 et 310 cm^{-1}. Il existe ensuite une raie très intense à 615 cm^{-1} suivie d'une seconde, plus faible que la précédente à 676 cm^{-1}. Enfin deux bandes à 786 et 1054 cm^{-1}, une raie à 1010 (?) et une deuxième raie à 1409 cm^{-1} terminent le spectre.

Par dilution, l'intensité du spectre décroît rapidement. La raie de fréquence 615 cm^{-1} s'affaiblit en valeur absolue, mais voit son intensité relative s'accroître par rapport à celle des autres.

Le spectre de cacodylate de sodium montre les mêmes caractéristiques.

B. Acide monométhylarsinique. — *Préparation.* — Cet acide a été préparé par oxydation à l'aide de l'eau oxygénée diluée, du méthylarsenic obtenu à partir du méthylarsinate de sodium, selon la méthode de Bougault. La poudre est mise en suspension dans de l'eau distillée. L'eau oxygénée à 100 volumes est ajoutée goutte à goutte jusqu'à dissolution. Après destruction de l'eau oxygénée en excès par un excès de méthylarsenic, le milieu filtré est évaporé au bain-marie. La solution saturée d'acide monométhylarsinique est reconcentrée après décoloration au noir.

Spectre. — La solution saturée donne un spectre peu intense. Il existe deux bandes voisines de la raie excitatrice à 147 et 169 cm^{-1} suivies à 230 cm^{-1} d'une autre bande, large et pâle; à 608 se situe une raie très fine suivie à 635 cm^{-1} d'une raie très intense. Le spectre se termine par deux bandes larges d'intensités décroissantes à 766 et 897 cm^{-1}.

Une solution saturée diluée à 75 % ne laisse plus après 48 heures d'exposition, que la raie 635 cm^{-1}.

C. Oxyde de méthylarsine. — *Préparation.* — Cet oxyde a été préparé par oxydation sulfurique du méthylarsenic [1]

Le produit a été étudié en solution saturée dans le bromoforme, dont le

---

[1] *Zeits. f. anorg. Chem.*, **232**, 1937, p. 169.

spectre Raman ne fournit pas de raies marquant les régions où nous pouvions en attendre de notre oxyde.

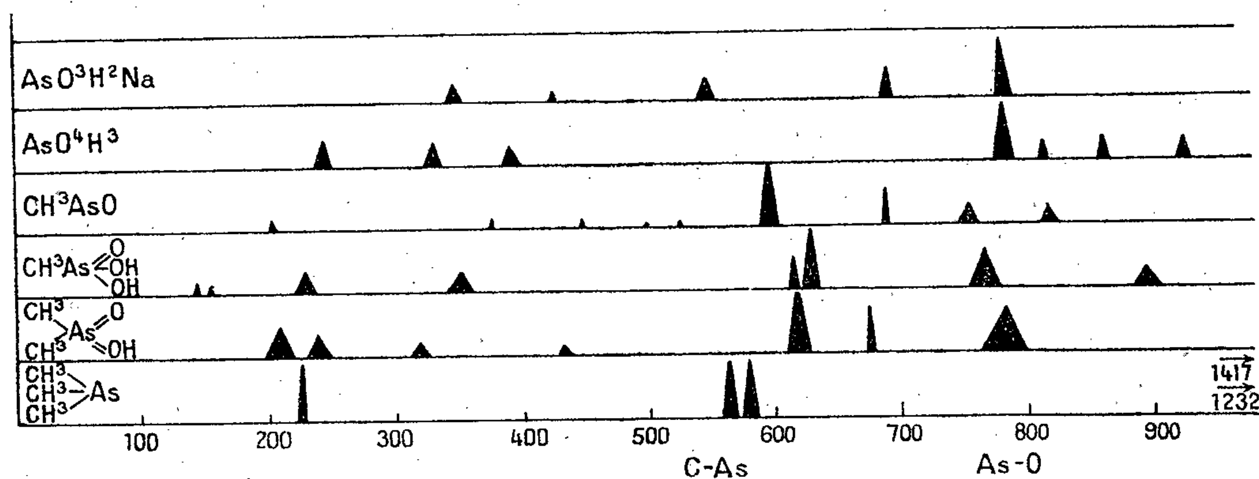
Il existe une série de raies très fines à la limite de la visibilité (!) à 357, 381, 441 et 504 cm^{-1}, une raie extrêmement forte à 585 cm^{-1} suivie d'une raie fine à 695, puis de bandes faibles à 745, 826 et de raies fines à 1244, 1299 et 1405.

D. Triméthylarsine. — La triméthylarsine a été préparée par chauffage à sec, dans une atmosphère de gaz carbonique du méthylarsenic violet $[(CH^3)As]^n$, obtenu par réduction de l'acide monométhylarsinique par le réactif de Bougault. Le produit souillé d'un peu de cacodyle passe entre 58 et 60°. Le produit est redistillé dans une atmosphère de gaz carbonique.

Le cliché obtenu montre un spectre pauvre en raies. Il en existe : *a*. Deux intenses, l'une à 228 cm^{-1}, l'autre double s'étendant de 556 à 588 cm^{-1}. *b*. Deux raies faibles à 1232 et 1417 cm^{-1}.

Ces résultats ont été comparés avec ceux donnés pour l'acide arsénique et les arsénites par Feher et Morgenstern (¹).

Le tableau ci-dessous a été dressé :



L'examen de ce tableau indique que vers les fréquences 770 cm^{-1} se situent des raies et bandes communes à tous les dérivés organiques ou non, sauf à la triméthylarsine; par contre, vers 600 cm^{-1} se situent des raies intenses ne se trouvant que dans les dérivés carbonés.

Il est donc plausible de penser que la région correspondant aux fréquences 770 cm^{-1} traduit la vibration arsenic-oxygène, alors que la région située vers 600 cm^{-1} correspond à la vibration arsenic-carbone.

GÉOLOGIE. — *Le Carbonifère et le Permien dans la dépression du Reyran (Estérel).* Note de M. **Pierre Bordet**, présentée par M. Charles Jacob.

Le Massif de l'Estérel, situé entre deux bombements du socle cristallin, les Maures au SW et le Tanneron au NE, est constitué par des roches sédimentaires et des coulées éruptives d'âge permien. Il forme deux ensembles de hauteurs (Colle du Rouet à l'W, Mont Vinaigre à l'E) séparés par un ensellement situé dans l'axe d'un étroit synclinal carbonifère orienté NS et drainé par le Reyran. J'ai étudié en détail cette région plus largement déblayée

[quadrilatère compris entre Bagnols au NW, les Adrets de Fréjus au NE, la maison forestière de la Louve au SE et le camp militaire de la Lègue au SW (1)] et, malgré sa structure très faillée, j'ai pu y relever une coupe stratigraphique encore partiellement inconnue.

On y rencontre de bas en haut les éléments suivants :

1° SOCLE CRISTALLIN. — Gneiss du Tanneron;

2° CARBONIFÈRE. — *Assise de Boson.* — 200 à 300^{m} de grès et conglomérats avec lits de schistes sombres, sols de végétation, charbon, et un niveau de boghead à Pila actuellement exploité à Boson; flore de Rive-de-Giers avec nombreuses sigillaires cannelées;

3° *Assise d'Auriasque.* — Légèrement discordante sur la précédente, elle comporte près de 1000^{m} de grès grossiers jaunes avec lits de galets et de marnes sombres, et contient plusieurs couches de houille autrefois exploitées à Auriasque (flore de Saint-Étienne);

4° PERMIEN. — *Série de l'Avellan.* — Le Permien débute (région de Bagnols et du haut Avellan) par un complexe effondré le long de failles et constitué par une série de conglomérats et de tufs volcaniques contenant des épanchements de laves basiques;

5° *Série d'Ambon.* — Au-dessus et en discordance, semble-t-il, vient un niveau sédimentaire de pélites rouges, de tufs volcaniques et de grès grossiers (5 à 80^{m});

6° Puis, une première coulée de rhyolite [« porphyre tabulaire » de A. Michel Lévy (2)], dont l'épaisseur constante est d'environ 10^{m};

7° Un niveau de grès et de schistes (2 à 10^{m});

8° Une coulée de dolérite très altérée, épaisse de 55^{m} à l'E et de seulement 20^{m} à l'W;

9° Un niveau de grès et de tufs volcaniques (2 à 5^{m});

10° Une deuxième coulée de rhyolite, dont l'épaisseur varie de 20 à 10^{m} dans le même sens que celle de la coulée de dolérite;

11° et 12° Un complexe sédimentaire formé de schistes rouges et de grès grossiers (50 à 150^{m}); on peut, semble-t-il, le diviser en deux, car j'ai rencontré localement, à la partie supérieure, un niveau de conglomérat contenant toutes les roches de la série inférieure; de plus, à l'E de la faille NS qui limite le carbonifère du Reyran, et qui se poursuit dans le Permien, la série d'Ambon n'existe qu'à l'état de débris conservés par des failles.

Avec le niveau 12 débute la *série du Gargalon*, elle comprend en outre :

13° La grande coulée de rhyolite « amarante », épaisse d'une centaine de mètres, pour laquelle j'ai découvert plusieurs appareils de sortie : un grand filon à l'W de la ferme de la Lègue, un réseau de filons entrecroisés formant la côte 128,5 à 1500^{m} au SW de Boson, un autre réseau de filons, plus confus, au NE de la maison forestière du Malpey;

14° Un niveau sédimentaire constitué par des tufs volcaniques verts contenant des fragments de bois silicifiés et des grès charbonneux; de 30^{m} à l'E, il se réduit vers l'W à un mince niveau vert;

15° La coulée de pyroméride dont l'épaisseur dépasse 100^{m} dans la région de la Louve, mais qui s'arrête à l'E du Reyran; elle comporte à sa base, près de sa terminaison, un niveau de rétinite et de brêches vitrifiées;

16° Un niveau sédimentaire comprenant 10^{m} de tufs volcaniques verts surmontés par 30^{m} de pélites rouges;

17° Une coulée d'andésite (10 à 15^{m});

18° Un complexe sédimentaire débutant par un niveau de calcaire dolomitique gris sur

(1) Renseignements topographiques des Plans Directeurs au 1/20000 (Fréjus, 3 et 4).

(2) *L'Estérel* (*Bull. Carte géol. Fr.*, 21, n° 130, 1912, p. 263).

lequel repose l'épaisse série des grès grossiers versicolores, qui s'étend largement dans la basse vallée de l'Argens.

TRIAS. — Dans la région de Bagnols, la base du Trias repose transgressivement et en discordance sur les termes inférieurs de la série permienne.

La succession ainsi établie met en évidence une *suite de discordances* dont plusieurs n'avaient pas encore été signalées :

a. Une première, importante, entre les gneiss du socle et la série stéphanienne (phase orogénique *sudète* de Stille); *b*. une seconde, faible, entre la série de Boson (stéphanien inf.) et celle d'Auriasque (stéphanien moyen); *c*. une troisième, notable, entre le carbonifère et la base du permien (phase *saalienne*); *d*. une quatrième, probable, entre la série de l'Avellan et celle d'Ambon; *e*. une cinquième, entre la série d'Ambon et celle du Gargalon; *f*. enfin, une dernière, entre le Permien et la base du Trias (phase *palatine*).

Ces discordances répétées, comme la fréquence des éruptions, soulignent la longue instabilité de cette région dans la période qui a suivi le paroxysme hercynien.

TECTONIQUE. — *Un accident morphotectonique de la chaîne du Jura, la* **gouttière** *de Salins-les-Arsures*. Note ([1]) de MM. **Louis Glangeaud** et **Jean-Henri Mathieu**, présentée par M. Emmanuel de Margerie.

La région de Salins a donné lieu à de nombreuses études d'ordre stratigraphique et tectonique. Celles postérieures à 1890 admettent une structure complexe avec écailles chevauchantes. Marcel Bertrand a même figuré de petites nappes qui dateraient du Pliocène ([2]). Le Tertiaire actuellement connu se réduit ici à une brèche, au milieu de laquelle un tuf à *Cinnamomum* a été découvert et décrit par M. Piroutet. L'étude de cette formation, d'âge probablement miocène, nous a permis de mettre en évidence les faits suivants :

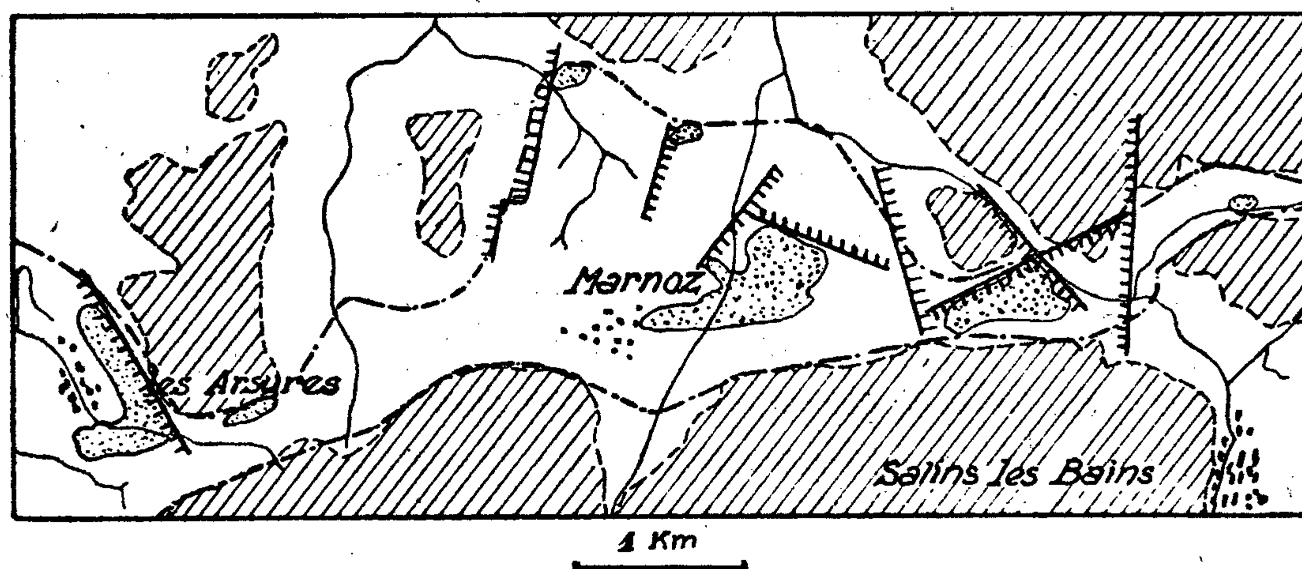
1° Au milieu de la zone d'interférence des arcs bisontins et salinois, apparaît une dépression EW, qui se poursuit d'une façon continue, sur 8^{km}, depuis le flanc sud du Mont Poupet, au nord-ouest de Salins, jusqu'aux Arsures. L'altitude s'y maintient au voisinage de $330-350^{m}$, tandis que les collines voisines (hachurées, sur la figure) ont 400 à 500^{m} en moyenne (plateau à $500-600^{m}$ au Sud). Cette unité morphologique, aussi visible sur le terrain que sur la carte, disparaît à l'Ouest, sous les formations pliocènes supérieures et quaternaires. Ni le réseau hydrographique actuel ni l'érosion ancienne, ne peuvent expliquer l'existence de cet accident.

2° Les lambeaux de brèches miocènes (en pointillé sur la figure) sont tous à l'intérieur de cette dépression. Ils ne peuvent être attribués à du Glaciaire,

([1]) Séance du 22 novembre 1943.

([2]) Marcel Bertrand, *Bull. Soc. Géol. France*, 3e série, 10, 1881-1882, fig. 12 et 13.

comme l'ont pensé M. Bourgeat et M. Piroutet. Contrairement aux observations antérieures, ces lambeaux (« m ») de la carte géologique) *ne sont pas chevauchés par les couches jurassiques*, mais reposent indifféremment sur tous



les niveaux du Jurassique. Ils contiennent à l'état de blocs anguleux, des débris de calcaire d'âge bajocien, séquanien et kiméridgien. Ces brèches sont donc postérieures aux plissements principaux de la région.

3° Étant donné la nature des éléments qui ont comblé cette dépression, et la forme de sa surface topographique, on ne peut la considérer comme étant une ancienne vallée. C'est une « gouttière », d'origine tectonique, de direction EO. Son remplissage, *contemporain de sa formation*, est assez inégal suivant les points.

4° Après son remplissage, la gouttière a subi un mouvement de torsion suivant son axe. Le nouveau réseau de failles de directions conjuguées NE et NO, qui en est résulté, a découpé les brèches d'éboulis, en une série de petits voussoirs parallélépipédiques. Ces failles ont généralement un faible rejet de quelques mètres. Elles sont accompagnées de très beaux miroirs de friction avec stries obliques. Le voussoir de la grange d'Arelle, au NO de Salins, est particulièrement typique à ce sujet.

Ce réseau de failles de torsion est donc, comme la formation de la gouttière qui le précède, *postérieur au paroxysme tectonique principal* de la région. Le *paroxysme majeur* est antérieur aux tufs miocènes à Cinnamonum.

Ce que nous nommons *gouttière* appartient, comme les accidents que l'un de nous ([3]) a nommés *pincées*, à la phase d'ajustement qui suit le paroxysme principal. Mais, tandis que la pincée représente un phénomène tectonique, un effondrement entre deux parois qui se sont écartées par distension, la gouttière est une dépression superficielle s'adaptant à la structure profonde et provoquée par celle-ci. Il peut y avoir ainsi des gouttières au-dessus des pincées. L'effondrement et l'accident morphotectonique sont suivis généralement par

([3]) Louis Glangeaud, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 671.

une oscillation en sens inverse. qui se traduit par une compression ou une torsion.

Les nombreuses observations que nous avons commencé d'énumérer dans cette Note et la précédente, montrent, en effet, que, dans le Jura, les paroxysmes sont suivis de *phénomènes d'ajustement* par isostasie, relaxation, distension et glissement superficiel. Cela paraît être le cas de la gouttière Salins-les-Arsures, qui jalonne une unité de surface nommée par M. de Margerie *arc salinois*, (ondulation transversale).

Les gouttières avec ou sans remplissage d'éboulis ont généralement passé inaperçues dans le Jura. Les éboulis fossiles, même quand ils existent, sont souvent confondus avec des débris rocheux provenant du substratum, alors que ce sont des *blocs perdus*. Déterminer l'origine de ces blocs a pour résultat, non seulement, de mettre en évidence un phénomène morphologique intéressant, mais nous amènera à modifier sérieusement les données stratigraphiques et tectoniques locales.

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Les locomotives transsahariennes et l'érosion sableuse*. Note [1] de M. **A. Brun**, présentée par M. Emmanuel de Margerie.

L'examen des projets des locomotives prototypes du type Diesel, destinées à l'équipement du Réseau transsaharien Méditerranée-Niger, démontra que les problèmes de la protection contre le sable et de la filtration de l'air pouvaient, dans une certaine mesure, conditionner la structure même de ces locomotives.

Il apparut nécessaire, en conséquence :

1° de procéder à des expertises d'échantillons de sable entraîné par le vent, expertises permettant de déterminer les valeurs des caractéristiques des systèmes de *filtration* de l'air destiné à l'alimentation de ces locomotives;

2° d'étudier empiriquement, puis expérimentalement, divers principes de *protection* des organes extérieurs en mouvement relatif.

I. *Filtration de l'air d'alimentation*. — Les sujétions ferroviaires transsahariennes impliquent la détermination de trois facteurs essentiels :

a. la composition minéralogique et granulométrique du sable entraîné;

b. la compétence d'un vent donné, pouvoir de transport rapporté au diamètre des particules;

c. la charge d'un vent donné, masse totale de sable entraînée par mètre cube d'air à différentes hauteurs et, en particulier, à celle où ont lieu les aspirations d'air.

La filtration d'un air donné sera définie, en qualité et en quantité, lorsque

---

(1) Séance du 3 novembre 1943.

les essais de longue durée auront permis l'établissement de surfaces caractéristiques déterminant respectivement la compétence et la charge en fonction de la vitesse du vent et la hauteur au-dessus du sol; compétence ou charge f(hauteur) : génératrice se déformant de la branche dihyperbole équilatère à la droite asymptote en fonction du déplacement; compétence ou charge f (vitesse du vent au sol) : développante de forme parabolique. Ces surfaces, expérimentalement exploitées en fonction de la courbe vitesse du vent f (hauteur au-dessus du sol) permettent la résolution instantanée, par voie graphique, de problèmes tels que le suivant : quelle est, à 10^m de hauteur, la compétence d'un vent soufflant au sol à 25 km/h ?

Les trois facteurs a, b et c fixent les types des filtres à adopter, leurs caractéristiques et leurs rendements.

Le long du tracé du Méditerranée-Niger, ces facteurs varient en fonction des caractéristiques des vents de sable naturels et, étant donné la formation d'un vent artificiel dû au déplacement du train, en fonction des conditions géographiques et géologiques locales.

Les analyses granulométrique et minéralogique des sables recueillis, exécutées par le Centre National de la Recherche Scientifique, ont permis l'obtention des premières conclusions suivantes :

Les diamètres moyens des grains de sable qui, soulevés par le vent créé par le passage d'un train circulant à 70 km/h, restent en suspension à 3^m de hauteur dans les veines d'air en contact avec les éléments de ce train, se répartissent en dessous de 100^μ.

La masse de sable ainsi recueillie est constituée, en poids, presque exclusivement de quartz ou assimilés (zircon).

En présence de ces résultats, il faut définir les conditions limites auxquelles doit satisfaire la filtration de l'air.

La filtration de l'air destiné à la ventilation des machines électriques et à l'aération des voitures doit assurer l'élimination des grains dont le diamètre moyen est supérieur à 50^μ. Ces éléments constituent la majorité, en poids, des poussières soulevées.

La filtration de l'air destiné à l'alimentation des moteurs thermiques générateurs doit être poussée jusqu'à l'élimination des grains dont le diamètre moyen est de 10^μ, dans le cas des moteurs Diesel ou assimilés. On découvre à l'analyse une proportion non négligeable, en poids, de grains dont le diamètre moyen est compris entre 50 et 10^μ. Ces poussières sont, en majorité, composées de matériaux tendres et dépourvus de compacité tels que les carbonates solubles et les argiles qui cotent de 2 à 5 l'échelle de Rosival. L'élimination en est cependant obligatoire si l'on veut éviter la nécessité de renouvellements de vidanges d'huile de graissage incompatibles avec le souci d'un fonctionnement orthodoxe.

Les valeurs et les variations des facteurs (composition, compétence, charge)

impliquent de la part du système filtrant une puissance et une souplesse d'adaptation qui ne peuvent pratiquement être obtenues d'un appareil de formule unique. On est conduit à mettre en œuvre un système filtrant à deux étages.

Le premier étage, à caractéristiques limitées aux grains lourds dont le diamètre moyen est supérieur à 50$^{\mu}$, traitera la totalité de la masse de l'air (120 000 à 200 000$^{m^3}$ horaires suivant le type de locomotives). La filtration par voie centrifuge paraît s'imposer, particulièrement la filtration centrifuge dynamique, moins encombrante et pouvant être mise hors circuit en atmosphère pure.

Le second étage, finisseur, n'intéressant que l'air destiné à l'alimentation des moteurs thermiques, devra présenter un haut rendement qualitatif à l'égard des grains fins et légers. Il pourra être équipé d'appareils basés soit sur la force électrique, soit sur la capillarité.

II. *Protection des organes extérieurs.* — Le souci de cette protection imposera des constructions spécialement étudiées sous le rapport scientifique et mécanique pur et sous le rapport des facilités d'entretien.

Le faisceau des sujétions d'organes à protéger vient converger au poste *Usure des bandages des roues.* Cette usure ne sera diminuée qu'autant que l'on obtiendra une cinématique du bandage par rapport au rail se rapprochant du roulement pur, condition qui implique que tous les mouvements relatifs des organes de roulement devront être d'amplitude limitée tant dans la conception qu'au cours de l'entretien (ajustage de boîtes d'essieux avec système automatique de compensation de jeu, absence de bielles d'accouplement...).

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *Modifications morphologiques et anatomiques apportées par les influences de l'hétéroauxine et des traumatismes dans les plantules de l'*Araucaria imbricata *Pav.* Note [1] de M. **Édouard Boureau**, présentée par M. Louis Blaringhem.

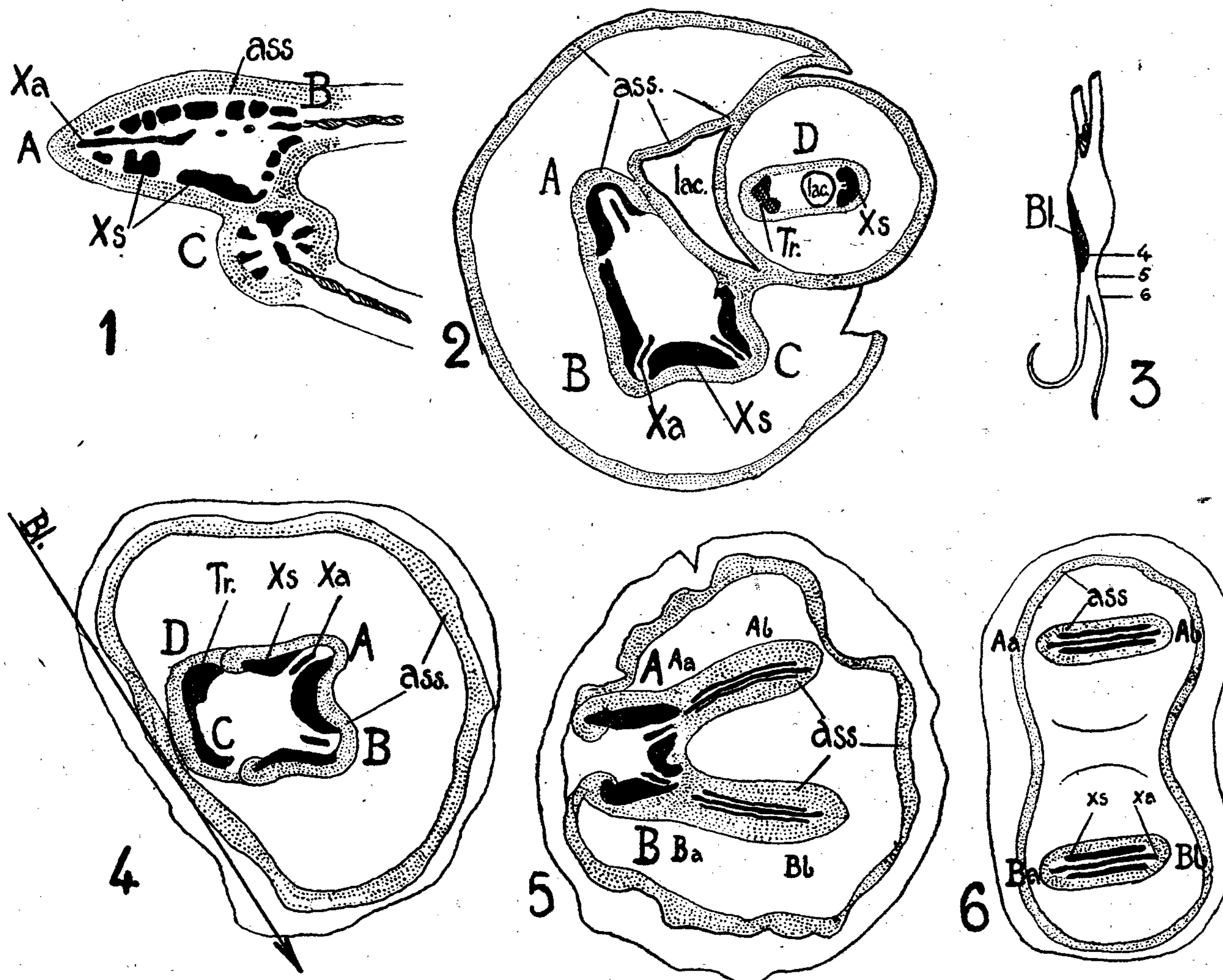
Nous avons montré [2] comment apparaissent, dans la racine des plantules d'*Araucaria imbricata* soumises à l'influence de l'acide indol-β-acétique, de vastes évaginations de l'assise génératrice, remplies d'un parenchyme lignifié constitué uniquement par des cellules de transfusion réticulées. C'est qu'en effet le parenchyme péricyclique extrapolaire et la portion extrapolaire de l'assise génératrice libéroligneuse sont particulièrement modifiés par cet agent. Les quelques éléments du tissu de transfusion péricyclique, que l'on observe dans une plantule normale, prennent, sous l'influence de cette hétéro-

---

(1) Séance du 28 février 1944.
(2) *Comptes rendus,* **217**, 1943, p. 546.

auxine un développement considérable. Une nouvelle activité du parenchyme dans la plantule d'*Araucaria* qui, subissant l'influence de l'acide indol-β-acétique, aboutit à la formation de structures polystéliques en rapport, dans certain cas, avec l'émission de radicelles terminales, peut donner l'illusion d'une dichotomie de la racine principale (*fig.* 3).

L'allongement de l'assise génératrice, sous l'influence de l'acide indol-β-acé-



Araucaria imbricata Pav. — A, B, C, D, convergents de la racine principale; Aa, Ab, Ba, Bb, conv r-gents de radicelles terminales; Xa, xylème alterne; Xs, xylème superposé; Tr, trachéides de transfusion; ass, cloisonnements d'assises génératrices; lac, lacunes. — Fig. 3. Plantule de 3 mois. Les niveaux 4, 5 et 6 correspondent aux coupes figurées au-dessous.

tique, amène, dans certains cas (*fig.* 1), l'isolement de l'un des convergents radiculaires. De la stèle monarche ainsi formée part une radicelle diarche latérale, suivant le mode habituel.

Dans d'autres cas, la fragmentation du cylindre central radiculaire est plus complète (*fig.* 2). Un convergent isolé comme précédemment constitue le système vasculaire d'une radicelle qui se développe parallèlement à l'axe de la racine principale. La radicelle, ainsi née au sein même de la racine principale, exerce sur elle les effets d'un traumatisme (accélération vasculaire, lacune de déchirement). Le deuxième convergent de cette radicelle est constitué par du tissu de transfusion (Tr, *fig.* 2).

Une blessure latérale (Bl, *fig.* 3) ayant supprimé deux de ses convergents, la plantule a également achevé son développement dans un milieu nutritif liquide contenant de l'acide indol-β-acétique, émettant alors deux radicelles terminales. De nouveaux cloisonnements sont apparus, au niveau de la blessure, dans le parenchyme, qui prolongent les portions d'assises génératrices restées intactes. Des éléments isodiamétriques réticulés d'origine secondaire se différencient et remplacent les vaisseaux du bois supprimés (Tr, *fig.* 4). Plus bas (niveau 5, *fig.* 3), la portion extra-polaire des convergents A et B (*fig.* 5) s'évagine largement et, de proche en proche, se constituent quatre nouveaux convergents : Aa et Ab, Ba et Bb qui appartiennent à deux radicelles. A mesure que la stèle de la racine principale diminue son calibre, à un niveau inférieur, les deux nouvelles stèles se développent davantage et les deux radicelles se substituent peu à peu à la racine principale. Elles sont diarches et possèdent la structure très particulière des radicelles de l'*Araucaria imbricata* (*fig.* 6). Parfaitement terminales, elles présentent l'allure d'une dichotomie de la racine principale, telle qu'on l'observe seulement chez certains cryptogames vasculaires. Mais ici la dichotomie n'est qu'apparente.

Les plantules d'*Araucaria* subissent donc, sous l'influence de l'hétéroauxine, d'importantes modifications anatomiques et morphologiques. Le phénomène de polystélie, provoqué dans le cylindre central, est accompagné d'intéressantes particularités, notamment dans l'émission des radicelles.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Traitement industriel des Orges à deux rangs* (Hordeum distichum *L.*) *contre le Charbon nu* (Ustilago nuda). Note ([1]) de M. **Paul Bergal**, présentée par M. Louis Blaringhem.

En 1942, une de nos meilleures Orges de brasserie, la variété *Aurore*, montra dans certaines régions un pourcentage de Charbon nu variant de 1 ‰ à 10 % et plus. En 1943, toutes les régions où était cultivée *Aurore* étaient infectées : couramment 4 à 6 %, assez fréquemment 10 % et même 14 %.

Nos connaissances sur les conditions qui favorisent l'extension ou la régression d'*Ustilago nuda* sont insuffisantes. Au moment de la floraison, les spores du Charbon nu de l'orge, provenant de la désagrégation des épis charbonnés, tombent sur les épis sains, sont entraînés à l'intérieur des fleurs, germent sur les stigmates comme des grains de pollen, et leur tube mycélien gagne l'embryon du grain en formation. Le Champignon se développe à l'intérieur du grain, qui, à la récolte, présente tous les aspects d'un grain parfaitement sain; les épis provenant de ce grain seront charbonnés.

Tous les traitements anticryptogamiques externes (solution, poudrage) sont inefficaces contre ce charbon. Seul le traitement à l'eau chaude à 52° permet

([1]) Séance du 28 février 1944.

de tuer le parasite tout en respectant la faculté germinative du grain. Le traitement est délicat si l'on songe qu'à 53-54° la faculté germinative est très compromise. Il consiste à soumettre le grain à un premier trempage de 50 minutes à 45° pour permettre au mycélium de se développer, puis de le détruire par un second trempage de 10 minutes à 52-52°,5.

Comme il n'existe pas en France d'installation, le traitement n'ayant jamais été effectué, nous avons dû approprier à cet usage du matériel de brasserie; il n'est pas sans intérêt de faire connaître le dispositif employé et les résultats obtenus. L'installation comporte 12 bacs de pasteurisation de 880^{l} de capacité chacun. 8 bacs servent au premier trempage à 45°, 4 bacs au second trempage à 52°. La vapeur est distribuée dans le fond du bac au moyen de tubes perforés reliés à une rampe de vapeur dont le débit est réglé par une vanne de vapeur très sensible, à portée de la main. Le grain est placé à raison de 60^{kg} dans des paniers parallélépipédiques en bois et toile métallique fine, dont les quatre poignées prennent appui sur le bac. Les accessoires indispensables comportent : un thermomètre au 1/10 de degré C. dans le bac, un second thermomètre dans le grain, deux agitateurs, un dans le bac, l'autre dans le grain; enfin attenant à chaque bac, une fiche pour le contrôle des temps et des températures.

Les deux trempages successifs n'étant pas de même durée, l'unité de travail comprend 2 bacs de premier bain à 45° et 1 bac pour le deuxième bain à 52°. Chaque panier reste dans le premier bain pendant 50 minutes, puis il est porté dans le bain à 52° où l'on constate qu'il faut 5 à 8 minutes pour que le grain prenne sa température de 52°. Il est retiré après un séjour total de 15 à 18 minutes, refroidi par un jet d'eau froide et porté sur une touraille de malterie pour le séchage. Le séchage a lieu à une température de 45°, et il faut de 12 à 13 heures pour ramener le grain de 35 °/₀ d'eau à 15 °/₀ environ. Pour une journée de 8 heures, il a été traité en moyenne 38 quintaux. Un diagramme de touraille permet de suivre chaque couche traitée, et sur chacune il est fait le taux d'humidité et la faculté germinative.

L'expérience a montré que la faculté germinative n'est pas sérieusement diminuée. Elle se maintient aux environs de 95 °/₀ en partant d'un lot germant à 99-100 °/₀. Par contre l'énergie germinative est notablement atténuée; ce n'est qu'après 5 à 6 jours de mise en germination qu'elle devient normale. En général, une orge non traitée dépasse 90 °/₀ de germination en 48 heures. Seule l'utilisation des semences traitées permettra de savoir si le traitement atténue la vigueur de la végétation au début du développement de la plante. Il est impossible de dire si les semences ainsi traitées sont complètement immunisées contre le Charbon. Aucun diagnostic ne permet de le prouver, et il faut attendre l'apparition des premiers épis pour le vérifier.

PHARMACODYNAMIE. — *Production d'un nouveau type de poisons du système nerveux sympathique par iodométhylation d'un sympathicolytique.* Note (¹) de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

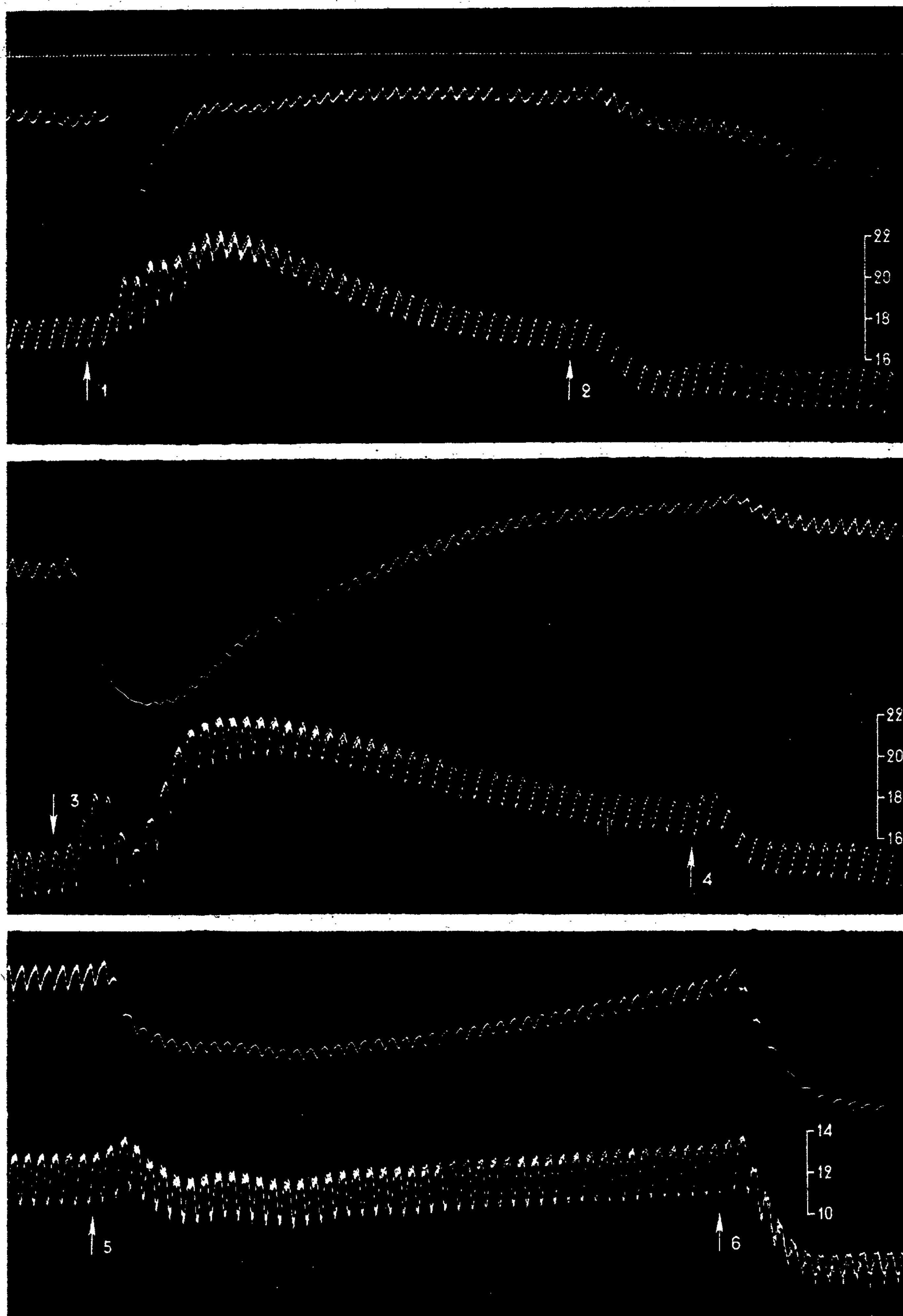
Nous avons montré précédemment que les sympathicolytiques majeurs naturels peuvent être répartis en deux groupes, celui des alcaloïdes de l'Ergot et celui des bases qui se rapprochent physiologiquement de la yohimbine. Si, aux doses fortes, les substances de ces deux groupes peuvent semblablement inverser l'hypertension adrénalinique, aux doses faibles celles du premier groupe renforcent l'hypertension qui suit l'injection d'adrénaline et abolissent à la fois la vaso-constriction rénale produite par cette substance et l'élévation de pression provoquée par l'occlusion carotidienne, tandis que celles du second groupe diminuent la hausse de pression et la réduction du volume du rein causées par l'adrénaline, mais laissent subsister les effets hypertenseurs de la fermeture des carotides. C'est dans le second groupe qu'il faut, nous l'avons montré [2], ranger l'hydrocinchonidine, qui, bien que très différente chimiquement de la yohimbine, s'en rapproche beaucoup physiologiquement.

Ayant pu constater qu'en iodométhylant la yohimbine on lui fait perdre presque totalement son activité hypertensive [3], il convenait de rechercher si la transformation de l'hydrocinchonidine en une base ammonium quaternaire modifie sensiblement ses effets sur le système nerveux sympathique. Nos expériences nous ont appris qu'il n'en est rien et que si, aux doses fortes, l'iodométhylate d'hydrocinchonidine par nous préparé conserve l'activité sympathicolytique de cet alcaloïde, aux doses faibles, il manifeste une action sympathicosthénique indéniable, c'est-à-dire renforce nettement les effets de l'adrénaline.

Il en est ainsi notamment dans l'expérience qui a fourni les tracés ci-après. Au début de celle-ci, l'adrénaline, à la dose de $0^{mg},007$, a, en trois bonds successifs, élevé la pression carotidienne de 183 à 225^{mm} de Hg, soit de 42^{mm} de Hg, et a provoqué une vaso-constriction rénale nette suivie d'une expansion secondaire de cet organe. Quand l'animal eut reçu une injection de $2^{mg},5$ d'iodométhylate d'hydrocinchonidine par kilogramme, injection qui abaissa la pression carotidienne de 179 à 155^{mm} de Hg, l'adrénaline, à la même dose qu'auparavant, fit passer cette même pression de 157 à 185, puis à 158 (*deep* très marqué), enfin à 222^{mm} de Hg, c'est-à-dire à 65^{mm} au-dessus du niveau initial, et produisit une diminution du volume du rein considérablement plus forte et plus prolongée qu'auparavant, mais suivie aussi d'une vaso-dilatation secondaire marquée. Après injections de 5, de 10, puis de 15^{mg} d'iodomé-

(¹) Séance du 31 janvier 1944.
(²) *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 1252.
(³) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 181.

thylate d'hydrocinchonidine par kilogramme, l'adrénaline, toujours à la



Expérience du 7 janvier 1944. — Chien de 12^{kg} anesthésié par le chloralose (12^{cg} par kg), bivagotomisé au cou et soumis à la respiration artificielle. 1re ligne : temps en secondes. 2e, 4e et 6e lignes : variations du volume du rein enregistrées par l'oncographe d'Hallion et Comte par nous modifié. 3e, 5e et 7e lignes : modifications de la pression carotidienne enregistrées au moyen du manomètre à mercure. On a injecté dans la saphène, en 1, 3 et 5 : $0^{mg},007$ d'adrénaline sous forme de bitartrate, en 2 : 30^{mg}, en 4 : 60^{mg} d'iodométhylate d'hydrocinchonidine, en 6 : 2^{mg} de chlorhydrate d'adrénalone. Entre le 2e et le 3e tracé, l'animal a reçu deux injections, l'une de 120^{mg} d'iodométhylate d'hydrocinchonidine. Tracés réduits de moitié.

même dose, éleva passagèrement la pression carotidienne de 130 à 138 puis

l'abaissa à 118^{mm}, c'est-à-dire à 12^{mm} au-dessous de son niveau initial, cependant qu'elle produisait une diminution du volume du rein qui, tout au moins initialement, traduit incontestablement une vaso-constriction de cet organe, puisqu'à ce moment il y a synchronisme d'une inflexion vers le bas du tracé encographique et d'une inflexion vers le haut du tensiogramme. Pratiquée à ce moment, une injection de 2^{mg} de chlorhydrate d'adrénalone (dose normalement fortement hypertensive) abaissa la pression carotidienne de 134 à 80^{mm} de Hg.

ZOOLOGIE. — *Formation des cavités cœlomiques chez les* Tornaria *du plancton indochinois.* Note de M. **Constantin Dawydoff**, présentée par M. Maurice Caullery.

Au cours de mes recherches planctonologiques en Indochine française, j'ai recueilli plusieurs milliers de *Tornaria*, appartenant à diverses espèces et je ne manquai jamais d'étudier leur organisation interne. Les circonstances ne me permettant pas de compléter ma documentation, je me décide à faire connaître quelques observations concernant les cavités cœlomiques de ces larves. La formation de ces cavités est encore très mal connue et ma documentation, quelque fragmentaire qu'elle soit, peut présenter un certain intérêt. Ce processus a été observé par moi sur plusieurs dizaines de *Tornaria*. Il a lieu, en général, à la phase où, sur la larve, les bandes ciliées longitudinales commencent à former les circonvolutions caractéristiques dorsales et ventrales (phase de Metchnikoff *ad* Stiasny); mais j'ai observé des cas où la naissance des ébauches des métacœles a lieu à un stade plus jeune (phase de Heider), où la larve vient d'acquérir sa ceinture ciliaire postérieure. Ce n'est que très rarement que j'ai pu observer la naissance des deux cavités cœlomiques postérieures sous forme d'une ébauche commune. Dans ces cas, le processus se réduit au schéma établi par Spengel et Stiasny; formation, de chaque côté de la région antérieure de l'intestin postérieur, d'un refoulement entérocœlien compact, qui, en se subdivisant, donne naissance à deux vésicules superposées : méso- et métacœle. Ce procédé présente, d'ailleurs, quelques particularités : une paire des diverticules en question, se présentant d'abord comme des lames de deux feuillets accollés, s'accroît à l'extrémité distale par la multiplication des éléments cellulaires; ces portions, nouvellement formées et constituées de complexes cellulaires compacts et désordonnés, finissent par se séparer des diverticules entérocœliens et donnent une paire de vésicules, les ébauches des mésocœles, tandis que les parties proximales, qui restent encore quelque temps réunies aux parois intestinales, forment les métacœles.

Chez la plupart des *Tornaria* qui m'ont donné l'occasion d'observer le processus qui nous intéresse, les ébauches du méso- et du métacœle étaient séparées dès leur naissance. J'ai vu naître les premières sur la partie postéro-latérale de l'estomac et les secondes dans la région antéro-latérale de l'intestin

postérieur. Ni l'une ni l'autre ne se sont jamais présentées comme des diverticules entérocœliens, mais leur formation se trouvait toujours réduite à une prolifération paucicellulaire dans les parois intestinales et stomacales. J'ai pu déceler l'existence des foyers de cette prolifération cellulaire, sur les stades très jeunes (phase de Heider). J'ai pu assister aussi à l'isolement des quatre ébauches en question (l'isolement des ébauches des mésocœles est toujours en retard sur celui des métacœles), sous forme d'autant d'amas cellulaires, très serrés, nettement circonscrits, et intimement appliqués contre la paroi intestinale. Ces complexes massifs se creusent en cavité et se transforment ensuite en vésicule. Dans certains cas, ce processus suit une voie aberrante; le complexe cellulaire massif, s'allongeant transversalement, forme une sorte de plaque unistratifiée, qui se transforme ensuite en un petit sac, par enroulement et soudure de ses bords.

J'ai trouvé, dans plusieurs pêches, des *Tornaria* chez lesquelles la formation des cœlomes postérieurs se produisait par fusion de cellules libres, d'aspect mésenchymateux, éparses dans la cavité blastocœlienne. Ce processus, découvert par Morgan (1894), n'a pas été observé depuis. Or j'ai eu l'occasion de l'observer chez les *Tornaria* qui se préparent à se transformer en grosses larves tentaculées, et j'ai eu la possibilité d'élucider l'origine des cellules formatrices des ébauches cœlomiques, dont la naissance est restée jusqu'ici inconnue. J'ai vu que les deux paires (symétriques, superposées et peu écartées l'une de l'autre) des groupes de cellules qu'on trouve chez la grosse *Tornaria* tentaculée, à la phase de Metchnikoff, prennent naissance à partir de cellules libres, concentrées d'abord dans la région antérieure de la larve. J'ai suivi la marche de ce processus, en remontant jusqu'aux stades initiaux (phase de Heider) et j'ai pu me convaincre que le matériel édificateur des cavités cœlomiques *ne présente aucune relation avec le tube digestif*, mais qu'il dérive de la paroi du sac cœlomique antérieur, c'est-à-dire qu'*il représente une véritable cœlenchyme*. Quant au cœlome antérieur, on sait qu'il se forme très tôt, aux stades qui suivent immédiatement celui de la gastrula. Or, mon matériel m'a démontré qu'on peut envisager comme probable l'existence de *Tornaria*, chez lesquelles la naissance du cœlome en question est plus tardive que chez la majorité des formes connues. Je base cette supposition sur trois exemplaires d'une minuscule *Tornaria*, qui ont présenté quelques particularités vraiment frappantes. Il s'agissait de larves parfaitement pélagiques, mais qui se trouvaient à un stade de véritable *Dipleurula*, car leur bande ciliée circumorale n'était pas encore subdivisée en ces bandes indépendantes. Or, chez cette *Tornaria*, où le tube digestif était encore clos (bien qu'appliqué intimement contre l'ectoderme de la face ventrale), la vésicule cœlomique antérieure restait encore unie à la paroi de l'extrémité distale de l'ancien archentéron, n'avait pas encore réalisé l'aspect tubuliforme habituel et n'était pas encore entrée en communication avec l'extérieur par un pore dorsal. Rien n'empêche

donc de penser que, chez les *Tornaria* en question, la formation du protocœle se trouvait transposée à des phases de l'évolution larvaire plus agées que chez la majorité des autres larves des Entéropneustes.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Différenciation indépendante et différenciation contrôlée par les hormones sexuelles, dans l'organogenèse du tractus génital et de la callosité chez* Rana temporaria *L.* Note de M. **Louis Gallien**, présentée par M. Maurice Caullery.

La différenciation du tractus génital (canaux de Wolff et de Müller), chez *Rana temporaria*, présente trois caractéristiques favorables, qui permettent de fixer l'époque précise où l'organogenèse de ce tractus est contrôlée par les hormones sexuelles. En premier lieu, la différenciation initiale est tardive : c'est en effet à l'époque de la métamorphose que s'édifient les canaux de Wolff et de Müller, en liaison plus ou moins directe avec l'involution du pronéphros et de l'uretère primaire. En second lieu, cette différenciation suit de plusieurs semaines celles des gonades. Enfin l'organogenèse sexuelle est marquée par un état d'ambisexualité extrêmement net et qui persiste fort longtemps, au moins jusqu'à l'âge de un an. En ce qui concerne la callosité qui se développe chez les mâles, les faits sont encore plus nets, puisque c'est seulement lors de la puberté, dans la quatrième année de la vie, qu'elle s'édifie.

J'ai cherché à préciser le rôle des hormones sexuelles dans la manifestation de ces caractères et à partir de quel stade du développement l'action de ces hormones se fait sentir.

Si l'on considère un animal témoin de la race indifférenciée utilisée dans mes expériences (Hennezel), on constate que les canaux de Wolff et de Müller s'édifient à la métamorphose, pour devenir parfaitement nets dans les mois qui suivent. Vers le sixième mois, par exemple, les deux canaux de Müller forment une paire de cordons blanchâtres minces, qui s'étendent de la région antérieure du corps jusqu'au voisinage du cloaque. Les canaux de Wolff fonctionnels suivent le bord externe du mésonéphros, pour venir déboucher l'un près de l'autre dans le cloaque. Ce double système se réalise avec un égal développement, quel que soit le sexe de l'animal.

Dans quelle mesure peut-on modifier la destinée de ces canaux? Dans une première série expérimentale, les têtards sont soumis à un traitement hormonique masculinisant (*propionate de testostérone*), depuis la fin des branchies externes jusqu'à la métamorphose. Dans une seconde série et dans les mêmes conditions, les animaux subissent un traitement féminisant (*benzoate d'œstradiol*). Or, à la métamorphose, le double système de canaux (Wolff et Müller) se développe exactement comme chez des témoins. Cependant l'action de l'hormone est manifeste par ailleurs. En particulier, dans le cas du traitement masculinisant, les gonades de tous les individus sont masculinisées ([1]).

([1]) L. Gallien, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 375.

Si, dans les séries en cause, les injections sont suspendues à la métamorphose, on observe, à six mois et au delà, que le double système de canaux a continué à se développer exactement comme chez les témoins. Sporadiquement, on note seulement une légère hypertrophie müllérienne, traduisant un reste d'action de l'hormone femelle qui a persisté après la métamorphose.

Dans les mêmes conditions, on ne note aucune réponse positive du territoire de la callosité. Cela signifie que, pendant toute la durée du stade têtard, dans un organisme saturé d'hormones sexuelles, celles-ci n'agissent en aucune façon sur la préparation et le début de l'organogénèse du tractus génital. C'est très nettement après la métamorphose (au delà du 100e jour), lorsque la différenciation des deux canaux s'est complètement opérée qualitativement, que ceux-ci réagissent avec brutalité aux hormones, comme je l'ai précédemment indiqué (2).

Une contre-épreuve de ces faits est fournie par l'examen de séries où l'hormone mâle est introduite seulement après la métamorphose. L'action inhibitrice sur le tractus femelle, et accélératrice sur les ébauches mâles (canaux de Wolff et callosité), est la même que dans les séries où l'hormone mâle a été administrée depuis la naissance et poursuivie au delà de la métamorphose. Dans ces séries, on observe d'ailleurs un fait assez curieux : l'inhibition des canaux de Müller est totale, ceux-ci ont entièrement disparu. La régression est donc allée au delà de ce qu'on pourrait considérer comme le stade de neutralité, c'est-à-dire celui où les deux ébauches s'édifient indépendamment des hormones. Tout se passe donc comme si, jusqu'aux environs du 100e jour, les deux ébauches mâle et femelle du tractus avaient une différenciation propre, *indépendante* des gonades (puisque celles-ci peuvent être mâles ou femelles), comme des hormones sexuelles introduites dans le métabolisme. C'est seulement lorsque l'édification de ces ébauches est qualitativement terminée, que les hormones sexuelles agissent sur les territoires en cause. Alors commence une seconde période, celle où les ébauches sont ***dépendantes*** de ces hormones. Ces faits apportent un argument aux biologistes qui admettent que, dans les phénomènes de la différenciation sexuelle, il existerait un premier mécanisme (hormones embryonnaires) d'une nature différente des hormones sexuelles sécrétées par les gonades adultes et qui, elles, n'agiraient que dans un deuxième temps.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Mesure calorimétrique du rendement de la photosynthèse.* Note de M. **Jacques Tonnelat**, présentée par M. Jacques Duclaux.

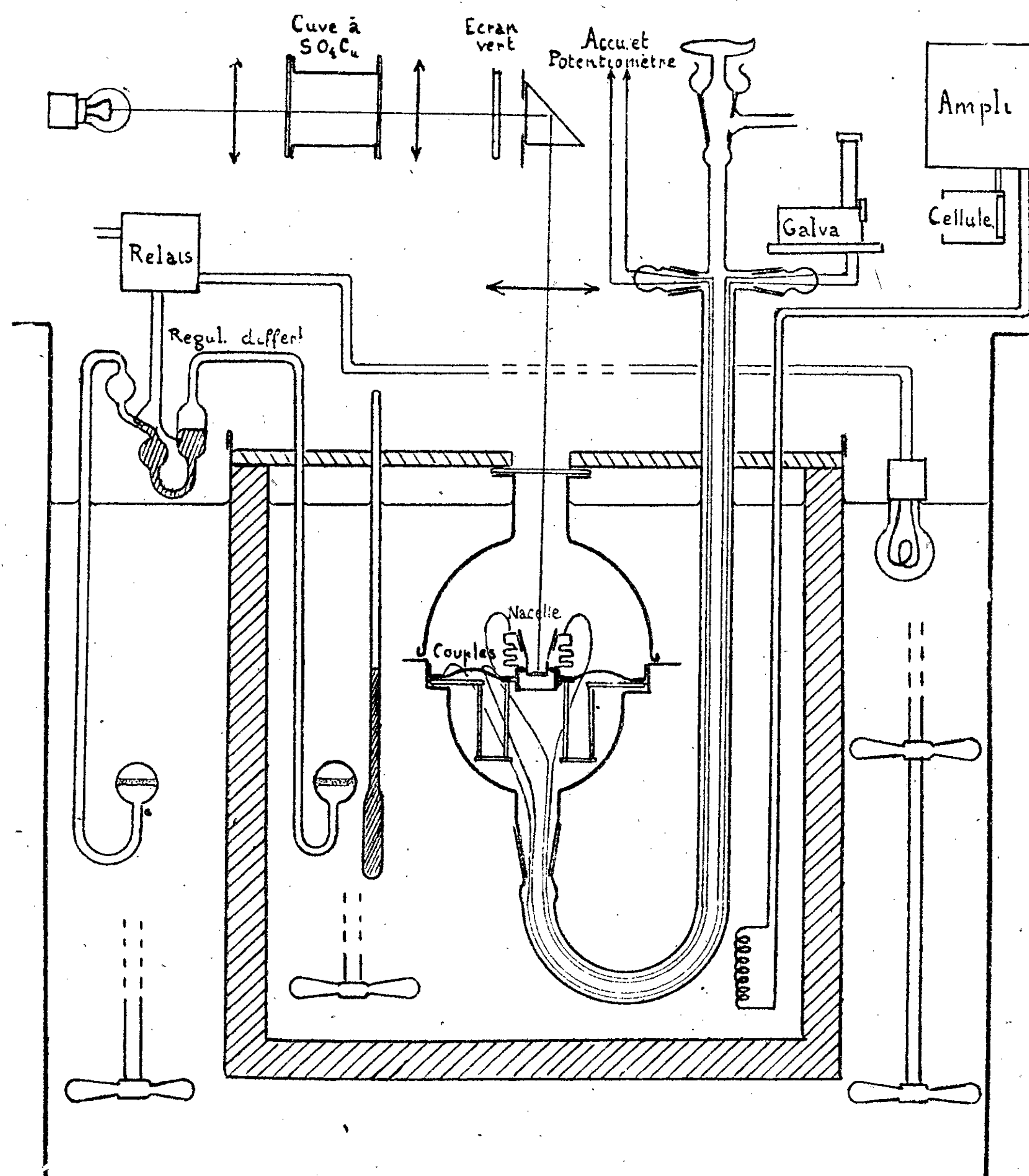
On a cherché depuis fort longtemps à préciser le processus de la phase photochimique de l'assimilation chlorophyllienne, en étudiant son rendement énergétique. Les résultats obtenus par différentes méthodes sont loin d'être

(2) *Ibid.*, **213**, 1941, p. 743; **215**, 1942, p. 551.

tous concordants. J'ai entrepris d'en effectuer la mesure par une méthode nouvelle purement calorimétrique.

La mesure n'a de sens que si l'énergie lumineuse incidente est de l'ordre de 10^{-3} calorie par minute et par centimètre carré. On peut se ramener à la détermination d'une quantité plus importante en opérant pendant plusieurs heures.

Différentes considérations m'ont amené au choix d'un calorimètre adiabatique.



Le principe en est le suivant ([1]) : une nacelle renferme le milieu où se produit le dégagement de chaleur. Elle est placée sur un support thermiquement isolé à l'intérieur d'une enceinte entourée d'eau. Toute différence entre les deux, décelée à l'aide de couples thermoélectriques connectés aux bornes d'un galvanomètre est aussitôt corrigée par un dégagement de chaleur correspondant au sein de l'eau. Placée dans un milieu à sa température, la nacelle n'échange aucune énergie thermique avec l'extérieur. Un thermomètre indique

([1]) Cf. Sanielevici, *Journal de Chimie Phys.*, 33, 1936, p. 759.

la température commune θ. Si M est la masse calorifique de la nacelle et Q la quantité de chaleur dégagée, on a $Q = M.\Delta\theta$. On est ramené à la simple mesure d'une température.

Le dégagement de chaleur compensateur est provoqué automatiquement par le spot du galvanomètre qui vient tomber sur une cellule photoélectrique. Les pertes thermiques sont diminuées en faisant le vide dans l'enceinte. La nacelle doit être légère, facile à ouvrir et étanche au vide extérieur. La figure montre la forme imaginée pour répondre à ces conditions difficilement conciliables. Une résistance électrique y permet un dégagement de chaleur par effet Joule pour la mesure de sa capacité calorifique. La température est mesurée avec un thermomètre à mercure au 1/1000 de degré près.

Un fonctionnement correct de l'appareil nécessite la réalisation d'un calorimètre à deux étages. Le premier bain est entouré d'un second maintenu à sa température, au 1/100 de degré près, à l'aide d'un thermorégulateur différentiel à tension de vapeur de chlorure d'éthyle.

Afin de contrôler la marche des expériences, le thermomètre est photographié toutes les heures. Enfin, la stabilité d'un galvanomètre très sensible étant insuffisante, un dispositif automatique règle toutes les heures la position de la cellule photoélectrique.

A vide, la température de l'appareil est stable à 1/1000 de degré près pendant plusieurs jours. La capacité calorifique mesurée concorde à 1 % près avec la valeur calculée.

Mesurée en lumière verte obtenue en filtrant le flux d'une lampe à incandescence avec un écran Wratten Kodak n° 62, le rendement de la photosynthèse d'une suspension de *Chlorella pyrenoidosa* a été trouvé de 30 %. Cette valeur doit être considérée comme un minimum, Warburg et surtout Emerson et Lewis ([2]) ayant montré que le rendement variait beaucoup avec les conditions de culture des algues. L'étude de l'influence de ce facteur est en cours, mais le résultat obtenu montre dès maintenant que, pour une cause qui reste à préciser, le chiffre de 5 % trouvé par Manning ([3]) et ses collaborateurs est manifestement beaucoup trop faible.

La séance est levée à 16h.

A. Lx.

([2]) *Am. J. Bot.*, 26, 1939, p. 808.

([3]) *J. Am. Chem. Soc.*, 60, 1938, p. 266; voir aussi Magee, de Witt, *J. Am. Chem. Soc.*, 61, 1939, p. 359.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 13 MARS 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Louis de Broglie** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage intitulé *De la Mécanique ondulatoire à la théorie du Noyau*, Tome I (Paris, 1944).

Cet Ouvrage est le début d'un exposé des conceptions actuelles sur la structure des noyaux d'atomes et sur les champs qui en assurent la stabilité. Il a paru intéressant à l'auteur de faire une mise au point de ces questions qui ont beaucoup progressé et évolué dans ces dernières années. Depuis la découverte du Méson et l'introduction des champs mésoniques en théorie du noyau, celle-ci se relie intimement à la théorie des particules à spin à laquelle M. de Broglie a déjà consacré de nombreuses études.

ÉLECTIONS.

Par l'unanimité des suffrages, M. **Gabriel Bertrand** est élu membre du Conseil de la Fondation Loutreuil en remplacement de M. *Louis Bouvier*, décédé.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces de la Correspondance :

Mircea C. Draganescu. *La méthode des Hauts-Fourneaux inclinés* (Ouvrage polycopié).

GÉOMÉTRIE. — *Contribution à la géométrie du triangle.* Note de M. **Victor Thébault**, présentée par M. Élie Cartan.

Soient un triangle ABC inscrit dans un cercle (O); P un point arbitraire de de son plan; A_1, B_1, C_1 les points où AP, BP, CP rencontrent le cercle (O); A_2, B_2, C_2 leurs symétriques par rapport à BC, CA, AB; XYZ le triangle podaire de P; I le centre du cercle inscrit; G le barycentre; H l'orthocentre.

1. Les triangles $A_1B_1C_1$ et XYZ sont directement semblables tandis que les

mêmes triangles sont inversement semblables à $A_2B_2C_2$. Le centre de similitude de $A_1B_1C_1$ et $A_2B_2C_2$ est P, les axes de similitude étant les tangentes à la parabole (π), de directrice PH, inscrite à ABC, menées par P. Les directrices des paraboles inscrites à ABC, de foyers A_1, B_1, C_1, passent par A_2, B_2, C_2, H et forment entre elles des angles égaux à ceux du triangle $A_1B_1C_1$ ou à leurs suppléments; le cercle (Ω) circonscrit au triangle $A_2B_2C_2$ passe donc par l'orthocentre H du triangle ABC ([1]). Le cercle (Ω) nous a suggéré la généralisation des propriétés du cercle que Fuhrmann avait signalées ([2]).

2. A', B', B' étant les milieux de A_1A_2, B_1B_2, C_1C_2, sur BC, CA, AB, les droites A'P, B'P, C'P rencontrent les hauteurs AH, BH, CH aux points A_3, B_3, C_3 dont les distances aux sommets A, B, C sont égales aux distances x', y', z' du conjugué isogonal P' de P aux côtés BC, CA, AB. Soient A_4, B_4, C_4 les points de rencontre de A_2P, B_2P, C_2P avec les hauteurs, c'est-à-dire les symétriques de A, B, C, par rapport à A_3, B_3, C_3. Le triangle $A_4B_4C_4$ est inscrit à (Ω) et inversement semblable à ABC. D'ailleurs, les deux systèmes de points (A, B, C, A_1, B_1, C_1), (A_4, B_4, C_4, A_2, B_2, C_2) sont inversement semblables, et comme les six premiers points sont concycliques, il en est de même des six derniers. P est le point double de ces systèmes et les bissectrices de l'angle APA_4 leurs droites doubles.

A_0, B_0, C_0 étant les projections orthogonales de P' sur les médiatrices de BC, CA, AB, le triangle $A_0B_0C_0$ est le transformé de $A_4B_4C_4$ par l'homothétie (G, $-1/2$). Le cercle (Ω) est donc décrit sur l'anticomplémentaire HD du segment rectiligne OP' comme diamètre, et son rayon est égal à OP'.

THÉORÈME. — *Les triangles* $A_2B_2C_2$ *et* XYZ *sont métaparallèles, les métapôles étant l'orthocentre* H *et l'orthopôle* ϖ' *du diamètre* OP' *du cercle circonscrit par rapport au triangle* ABC.

Les égalités d'angles (AH, ZX) = (P'B, BC) = (B_2D, DA_4) = (B_2H, AH) prouvent, en effet, que HB_2 est parallèle à ZX; de même, φA_2, φB_2 sont parallèles à YZ, XY et H est un des métapôles.

A cause de la similitude de $A_2B_2C_2$ et XYZ, les parallèles à B_2C_2, C_2A_2, A_2B_2, menées par X, Y, Z, concourent en un point ϖ situé sur le cercle (ω) circonscrit au triangle XYZ. Or, X' étant le point où XP rencontre (ω), on a $(X'\varpi, \varpi Z) = (X'X, XZ) = (P'B, BC) = (B_2H, AH) = (A_2B_2, A_2A_4)$; de sorte que la droite $X'\varpi$ est parallèle à A_2A_4, passe au milieu de AP et, en vertu de la généralisation d'un théorème de Mannheim ([3]), $\varpi \equiv \varpi'$.

Sous la forme suivante, le théorème en cause donne lieu à de nombreux cas particuliers intéressants : *Dans un triangle* ABC *où les droites joignant les*

([1]) La similitude des triangles $A_1B_1C_1$ et $A_2B_2C_2$ et le cercle (Ω) ont été remarqués par M. R. Bouvaist dans sa solution de la question 3209 de *Mathesis*, 54, 1940 à 1944, p. 289.

([2]) *Mathesis*, 10, 1890, pp. 105-111.

([3]) R. GOORMAGHTIGH, *Journal de Vuibert*, 38, 1914, p. 69.

sommets à un point arbitraire P *d'une hyperbole équilatère circonscrite rencontrent le cercle circonscrit en trois points dont les symétriques par rapport aux côtés* BC, CA, AB *sont* A_2, B_2, C_2, *les parallèles aux droites* B_2C_2, C_2A_2, A_2B_2 *menées par les sommets du triangle podaire de* P *concourent au centre de l'hyperbole.*

Lorsque $P \equiv I$, on a cette construction remarquable du point de Feuerbach : *Dans un triangle* ABC *où les bissectrices intérieures recoupent le cercle circonscrit en trois points dont les symétriques, par rapport aux côtés* BC, CA, AB, *sont* A_2, B_2, C_2, *les parallèles aux droites* B_2C_2, C_2A_2, A_2B_2 *menées par les points de contact du cercle inscrit sur* BC, CA, AB, *concourent au point* φ *de contact des cercles inscrit et des neuf points.*

De la similitude des quadrangles $XYZ\varpi'$, $A_2B_2C_2H$, il résulte

$$\varpi'X : \varpi'Y : \varpi'Z = HA_2 : HB_2 : HC_2,$$

relation qui devient

$$\varphi X : \varphi Y : \varphi Z = \sin\frac{B-C}{2} : \sin\frac{C-A}{2} : \sin\frac{A-B}{2},$$

quand $P \equiv I$.

Soit Δ une parallèle au diamètre OP' dont la distance à celui-ci est d. Si l'on imprime au triangle XYZ une translation d'amplitude d, suivant une direction perpendiculaire à Δ pour lui faire occuper une nouvelle position $X_1Y_1Z_1$, *les parallèles à* B_2C_2, C_2A_2, A_2B_2 *menées par* X_1, Y_1, Z_1 *concourent en l'orthopôle* ψ *de* Δ, *par rapport au triangle* ABC.

3. L'axe d'homologie des triangles ABC et $A_1B_1C_1$ est la polaire de P pour le cercle (O) et celui des triangles $A_2B_2C_2$ et $A_4B_4C_4$ la polaire de P pour le cercle (Ω). Les droites A_2P, B_2P, C_2P rencontrent BC, CA, AB en trois points collinéaires α, β, γ. Lorsque $P \equiv I$, *la droite* $\Delta' \equiv (\alpha, \beta, \gamma)$ *est la tangente au cercle inscrit au point de* Feuerbach *du triangle* ABC.

Les triangles ABC et $A_4B_4C_4$ sont orthologiques et homologiques, les centres d'orthologie étant H et l'anticomplémentaire F de l'orthopôle ϖ' dans le triangle ABC, de sorte que l'axe d'homologie est perpendiculaire à HF.

Les centres d'orthologie S, S' des triangles $A_1B_1C_1$ et $A_2B_2C_2$ sont respectivement sur (O) et (Ω); *le point* S *est le foyer de la parabole, de directrice* S'H, *inscrite au triangle* ABC.

Les droites doubles des triangles ABC et $A_4B_4C_4$ rencontrent les hauteurs AH, BH, CH en des points (X_a, X_b, X_c), (X'_a, X'_b, X'_c) tels que l'on a

$$AX_a : BX_b : CX_c = x' : y' : z' = AX'_a : BX'_b : CX'_c.$$

Les droites $\Delta_1 \equiv (X_a, X_b, X_c)$, $\Delta_2 \equiv (X'_a, X'_b, X'_c)$ sont parallèles aux droites de Simson des extrémités du diamètre OP', donc rectangulaires et tangentes à la parabole (π).

GÉOMÉTRIE. — *Sur une inégalité relative aux espaces riemanniens complètement harmoniques.* Note de M. **André Lichnerowicz**, présentée par M. Élie Cartan.

Un espace riemannien R_n, à n dimensions, est *harmonique* en un point M_0 si l'équation de Laplace relative à cet espace

$$\Delta_2 V = 0 \tag{1}$$

admet une solution qui n'est fonction que de la distance géodésique s du point courant M à M_0. R_n est *complètement harmonique* s'il est harmonique en tout point. Il est clair que les espaces à courbure constante sont complètement harmoniques. Dans un travail récent, Copson et Rusc ([1]) ont montré que tout espace complètement harmonique est un espace d'Einstein, c'est-à-dire un espace tel que

$$R_{\alpha\beta} = \frac{R}{n} g_{\alpha\beta}, \tag{2}$$

et que pour $n = 2$ ou 3, il est nécessairement à courbure constante. Il est possible de préciser davantage ces résultats.

Si l'espace R_n est complètement harmonique, la solution élémentaire V de (1) est fournie par la formule de Rusc ([2])

$$\frac{dV}{ds} = \frac{J}{\sqrt{g}\sqrt{g_0}} \frac{1}{s^{n-1}}, \qquad J = \left| \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^\alpha \, \partial x_0^\beta} \right|, \qquad \Omega = \frac{1}{2} s^2,$$

où g est le déterminant des coefficients $g_{\alpha\beta}$ et g_0 la valeur de g en M_0. La fonction dV/ds étant symétrique par rapport à M_0 et M, il en résulte que

$$\Delta_2 s = -\frac{d^2 V}{ds^2} \Big/ \frac{dV}{ds}$$

n'est fonction que de la seule variable s, ce qui peut aussi se déduire du caractère autoadjoint de l'opérateur Δ_2. Par suite, *pour que l'espace* R_n *soit complètement harmonique, il faut et il suffit qu'il existe une fonction* $f(\Omega)$ *telle que, en tout point de* R_n,

$$\Delta_2 \Omega = f(\Omega).$$

Adoptons alors un système de coordonnées *normales* d'origine arbitraire M_0 et convenons d'affecter d'indices latins les coordonnées normales et les grandeurs exprimées dans ces coordonnées. Si R_n est complètement harmonique, le système de coordonnées peut être choisi de façon que le déterminant g des g_{ij} ne soit fonction que de Ω, et l'on a

$$\frac{d}{d\Omega}\left(\frac{1}{2}\log g\right) = \frac{f - n}{2\Omega}. \tag{3}$$

([1]) *Proceed. Roy. Soc. Edinburgh*, **60**, 1940, pp. 117–133.
([2]) *Proceed. Edinb. Math. Soc.*, **2**, 1930, pp. 135–139.

Des équations (2), on déduit

$$R_{ij}x^i x^j = \frac{R}{n} g_{ij}x^i x^j = \frac{R}{n} 2\Omega.$$

En explicitant R_{ij} en coordonnées normales et tenant compte de (3), il vient

$$-\Gamma^e_{ki}\Gamma^k_{ej}x^i x^j = -3f'(0)\Omega + 2f(\Omega)\Omega + f(\Omega) - n,$$

ou, d'après une identité classique relative aux coordonnées normales,

$$g^{lp}g^{kq}\partial_i g_{kp}\partial_j g_{lq}x^i x^j = -4[-3f'(0)\Omega + 2f(\Omega)\Omega + f(\Omega) - n].$$

En différentiant par rapport à x^a, x^b, x^c, x^d, on obtient à l'origine M_0

$$g^{lp}g^{kq}[g_{kp,ab}g_{lq,cd} + g_{kp,ac}g_{lq,bd} + g_{kp,ad}g_{lq,bc}] = -20f''(0)(g_{ab}g_{cd} + g_{ac}g_{bd} + g_{ad}g_{bc}),$$

où $g_{kp,ab}$ désigne la seconde extension du tenseur fondamental. En multipliant les deux membres par $g^{ac}g^{bd}$ et en tenant compte de la relation

$$g^{ac}g_{kp,ac} = -\frac{2}{3}R_{kp} = -\frac{2}{3}\frac{R}{n}g_{kp} = f'(0)g_{kp},$$

on aboutit à la formule fondamentale

$$(4) \qquad g^{lp}g^{kq}g^{ac}g^{bd}g_{kp,ab}g_{lq,cd} = -10n(n+2)f''(0) - \frac{n}{2}f'^2(0),$$

qui est une extension d'une formule de Thomas et Titt ([3]) et qui peut se mettre sous la forme

$$(5) \qquad g^{lp}g^{kq}g^{ac}g^{bd}[g_{kp,ab} - \lambda(2g_{kp}g_{ab} - g_{ka}g_{pb} - g_{kb}g_{pa})] \times [g_{lq,cd} - \lambda(2g_{lq}g_{cd} - g_{lc}g_{qd} - g_{ld}g_{qc})] = 0,$$

où λ désigne une racine de l'équation

$$6(n-1)\lambda^2 - 6f'(0)\lambda - 10(n+2)f''(0) - \frac{1}{2}f'^2(0) = 0.$$

Pour λ réel, il résulte de (5) que R_n est à courbure constante, et nous pouvons énoncer :

Théorème. — *Si un espace complètement harmonique est tel que*

$$f'^2(0) \geqq -20(n-1)f''(0),$$

il est à courbure constante et l'égalité a lieu. On en déduit que pour tout espace complètement harmonique

$$f'^2(0) \leqq -20(n-1)f''(0).$$

On notera aussi que, si un espace complètement harmonique est tel que

$$f'^2(0) \geqq -20k(n-1)f''(0) \qquad (k > 1),$$

il est nécessairement euclidien, ce qui étend un résultat de Thomas et Titt.

([3]) *Journ. de Math. pures et appl.*, **18**, 1939, pp. 217-248.

MÉCANIQUE INDUSTRIELLE. — *Les mouvements de lacet des locomotives*. Note de M. **Hippolyte Parodi**, présentée par M. Albert Caquot.

Une locomotive étant constituée par un système de n trucks, liés entre eux par des rappels transversaux, les mouvements d'oscillation parallèles au plan de roulement de la voie sont définis par le système d'équations différentielles (1) et (2), dont on tire les équations (3) et (4) :

$$m_p V^2 \left[\frac{d^2 y_p}{dxp^2} + h_p \frac{d^2 \varphi_p}{dxp^2}\right] + \sum R_y^p = \sum Y^p, \tag{1}$$

$$m_p V^2 \left[h_p \frac{d^2 y_p}{dxp^2} + (h_p^2 + k_p^2) \frac{d^2 \varphi_p}{dxp^2}\right] + \sum (\xi_p R_y^p - \eta_p R_x^p) = \sum (\xi_p Y_p - \eta_p X_p), \tag{2}$$

$$m_p V^2 k_p^2 \frac{d^2 \varphi_p}{dxp^2} + \sum \left[(\xi_p R_y^p - \eta_p R_x^p) - h_p \sum R_y^p\right] = \sum [\xi_p Y_p - \eta_p X_p] - h_p \sum Y^p, \tag{3}$$

$$m_p V^2 k_p^2 \frac{d^2 y_p}{dxp^2} + (h_p^2 + k_p^2) \sum R y - h_p \sum [\xi_p R_y^p - \eta_p R_x^p] \tag{4}$$

$$= (h_p^2 + k_p^2) \sum Y_p - h_p \sum \xi_p Y_p - \eta_p X_p.$$

Dans ces équations la position du $p^{\text{ième}}$ truck est définie par les coordonnées x_p, y_p par rapport à un système d'axes liés à la voie, de l'origine du système d'axes $O_p \xi_p / O_p \eta_p$ liés au truck, et par l'angle φ_p de l'axe $O_p \xi_p$ avec l'axe de la voie.

Les forces $X_p Y_p$ sont les forces extérieures agissant sur le $p^{\text{ième}}$ truck; elles comprennent des forces d'intensité constante pour le régime considéré (pesanteur, force centrifuge etc.), et des forces fonctions des coordonnées y_p, φ_p des trucks successifs (rappels etc.), quand les rappels sont holonomes. Le second membre de (3) sera donc une fonction $U(y_p, \varphi_p)$ et le second membre de (4), une fonction $V(y_p, \varphi_p)$.

Les réactions roue-rail R_y^p / R_x^p sont des fonctions des coordonnées $\xi_0^p \eta_0^p$ du centre instantané de rotation du truck. Il est facile de montrer en effet que, pour un quelconque des points de contact, de coordonnées ξ_q et e, l'angle de dérive

$$\psi_q = \frac{dy_p}{dz_p} + \xi_q \frac{d\varphi_p}{dx_p} - \varphi_p = \frac{\xi_q - \xi_0^p}{\eta_0^p},$$

et, pour les deux roues d'un même essieu, le recul longitudinal

$$pq = 2e \frac{d\varphi_p}{dx_p} = \frac{2e}{\eta_0^p},$$

quand on suppose les bandages cylindriques.

Les réactions R_x / R_y, qui sont des fonctions de ψ_q et ρ_q (expériences des Chemins de fer hollandais et de la Reichbahn), sont donc elles aussi des fonctions des coordonnées $\xi_0^p \eta_0^p$, et les seconds termes des équations (3) et (4) peuvent être représentés par $R(\xi_0^p, \eta_0^p)$ pour (3) et par $S(\xi_0^p, \eta_0^p)$ pour (4). Ces fonctions,

ne dépendant par ailleurs que de la structure géométrique des trucks, pourront être représentées par des surfaces liées au truck correspondant.

Le système de $2n$ équations des types (5) et (6)

$$(5)\qquad m_p k_p^2 V^2 \frac{d^2\varphi_p}{dx^2} + R(\xi_0^p, \eta_0^p) = U(y_p, \varphi_p),$$

$$(6)\qquad m_p k_p^2 V^2 \frac{d^2 y_p}{dx^2} + S(\xi_0^p, \eta_0^p) = V(y_p, \varphi_p),$$

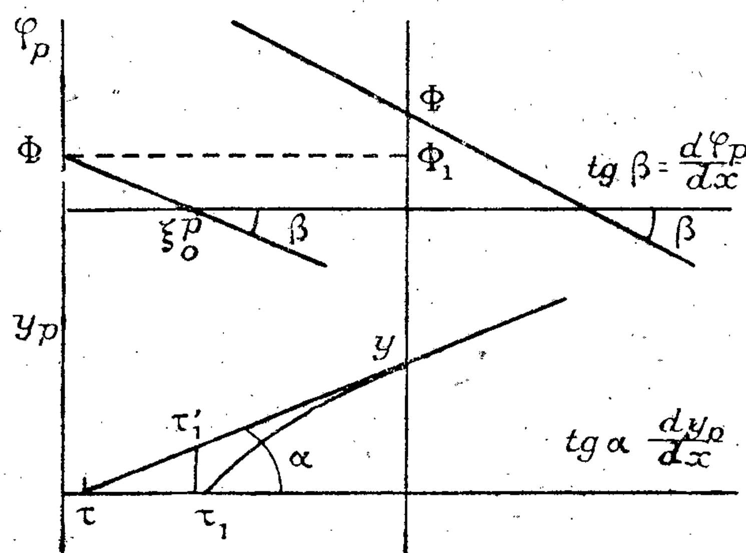
peut être résolu numériquement ou graphiquement par la méthode des arcs successifs en construisant en même temps, pour les mêmes intervalles, les $2n$ fonctions ou courbes φ_p, y_p. Ce calcul pourra être effectué d'une façon particulièrement simple, en déterminant d'abord les coordonnées ξ_0^p, η_0^p du centre instantané de rotation, puis les valeurs des quatre fonctions R, U, S, V, et enfin les différences secondes $d^2\varphi_p/dx^2$ et d^2y_p/dx^2. En appelant, pour la courbe φ_p par exemple, m_{q-1}, m_q, m_{q+1} les points de la courbe correspondant aux abscisses $x_q - \Delta x$, x_q, $x_q + \Delta x$, le point m_{q+1} sera situé au-dessus du point m'_{q+1} (obtenu par intersection de l'ordonnée $x_1 + \Delta x$ avec la droite joignant m_{q-1} à m_q) à une distance de ce point égale à $[(U - R)\Delta x^2/m_p k_p^2 V^2]$. Cette construction traduit la relation approximative

$$\varphi_p(x_q + \Delta x) = 2\varphi_p(x_q) - \varphi_p(x - \Delta x) + \Delta x^2 \frac{d^2\varphi_p}{dx^2}.$$

Les coordonnées du centre instantané de rotation sont, dans le système d'axes mobiles,

$$\xi_0^p = \frac{dx_p}{d\varphi_p}\left(\varphi_p - \frac{dy_p}{dx_p}\right), \qquad \eta_0^p = \frac{dx_p}{d\varphi_p}.$$

La figure ci-dessous montre comment on peut déterminer $\xi_0^p \eta_0^p$ quand les



courbes y_p/φ_p sont construites jusqu'aux points considérés, d'abscisse x.

Ces calculs s'appliquent au cas du mouvement *flottant* du truck, quand aucun boudin de roue ne touche la face interne d'aucun rail; quand le mouvement est *bridé*, le boudin d'une roue prend appui sur un rail et le fait fléchir latéralement d'une quantité proportionnelle à la poussée transversale.

La relation suivante doit alors exister :

$$(7) \qquad y_p + \xi_q \varphi_p = \varepsilon + \mu Q_p,$$

ε est le demi-jeu transversal de la voie, μ la flexibilité de celle-ci.

Les seconds membres des équations (5) et (6), complétés par addition des termes correspondant à la force Q_p et à son moment, ne changent pas de forme et les constructions indiquées ci-dessus seront toujours applicables.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Influence de la vitesse de l'air sur le diamètre des plus petites gouttes obtenues par atomisation pneumatique.* Note de M. **Guy Littaye**, présentée par M. Henri Villat.

La résolution d'un jet liquide en gouttes très petites peut s'obtenir soit en plaçant le jet dans un courant d'air à vitesse élevée (atomisation pneumatique), soit en utilisant un jet de grande vitesse dans une atmosphère immobile (injection solide). R. A. Castleman (1) attribue dans les deux cas la résolution du jet à l'action de l'air sur le liquide animé d'une vitesse relative élevée. S'appuyant sur les résultats fournis par l'étude expérimentale de l'injection solide, cet auteur admet qu'il existe une valeur limite, de l'ordre de plusieurs microns, en dessous de laquelle le diamètre des gouttes ne peut descendre, si grande que soit la vitesse relative utilisée (goutte atomisée).

Nous avons montré (2) que rien ne justifiait, en théorie, cette dernière opinion de Castleman. Pour vérifier qu'il n'existe pas de goutte « atomisée » au sens ou l'entend Castleman, nous avons étudié, dans le cas de l'atomisation pneumatique, comment varie le diamètre minimum d des gouttes en fonction de la vitesse de l'air. Le jet est soumis à un courant d'air cylindrique, suivant l'axe duquel il est dirigé. Nous recevons les gouttes formées dans un bain d'huile et nous mesurons leur diamètre au microscope. Nous avons utilisé l'alcool à 50° et l'eau, liquides dont les tensions superficielles respectives sont dans le rapport 0,39. Les résultats obtenus sont représentés, en coordonnées logarithmiques, sur le graphique ci-contre.

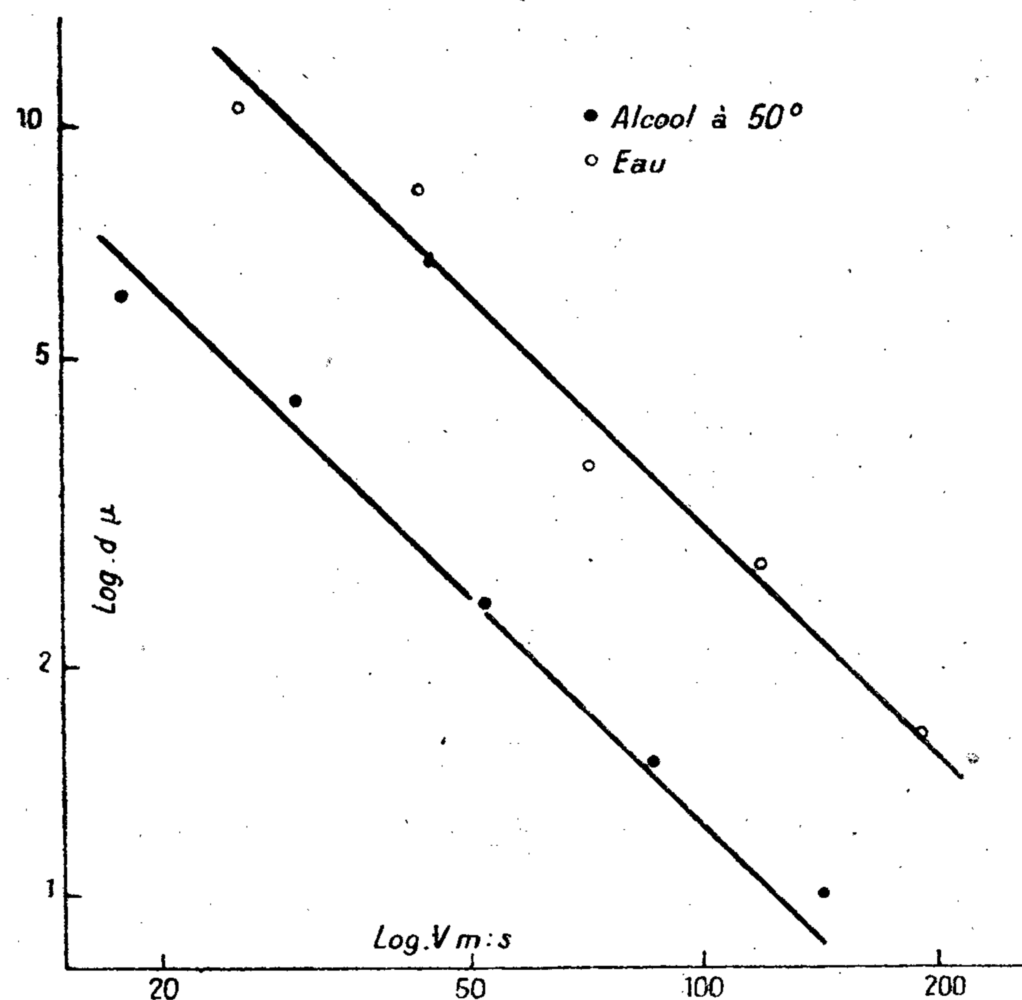
Ces résultats vérifient bien nos prévisions. Ils montrent que le diamètre d des plus petites gouttes ne cesse de décroître régulièrement lorsque la vitesse augmente, ceci au moins jusqu'à un diamètre de 1^{μ}. Plus précisément d est inversement proportionnel à la vitesse de l'air, alors que le diamètre des plus grosses gouttes est inversement proportionnel au carré de cette vitesse (3). Ceci montre que le brouillard obtenu doit être d'autant plus régulier que la vitesse est plus grande; ceci explique aussi que la pulvérisation soit acceptable à des vitesses relativement faibles, le diamètre des plus petites gouttes étant déjà

(1) *Journ. of Research of the Bureau of Standards*, 6, 1931, p. 369.

(2) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 340.

(3) G. Littaye, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 99.

suffisamment petit. On voit de plus que le diamètre minimum des gouttes est proportionnel à la tension superficielle du liquide; on obtiendra donc une



meilleure pulvérisation avec un liquide à faible tension superficielle, ce qui est le cas des liquides utilisés dans les carburateurs.

Enfin nos expériences montrent que, pour ces derniers liquides, des gouttes de diamètre inférieur au micron seront régulièrement obtenues chaque fois que la vitesse de l'air dépassera 100 m:s. En injection solide, le diamètre des gouttes ne descend pas en dessous de 3 à 4^{μ}; seul Retel (4) a pu obtenir des gouttes dont le diamètre était compris entre 1 et 2^{μ}, ceci en utilisant une aiguille d'injection de forme particulièrement étudiée. Ceci montre la supériorité de l'atomisation pneumatique sur l'injection solide et semble confirmer que l'action de l'air sur le jet ne serait pas la seule cause de la production des gouttes fines en injection solide.

HYDRAULIQUE. — *Calcul du coup de bélier dans un canal de fuite fonctionnant en charge en tenant compte des pertes d'énergie.* Note de M. **Léopold Escande**, transmise par M. Charles Camichel.

Nous avons montré comment on peut déterminer les coups de bélier qui prennent naissance dans une installation comportant un canal de fuite fonctionnant en charge (1). Cette étude ayant été faite en négligeant les pertes de charge,

(4) *Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air* (*Bulletin des Services Techniques*, n° **81**).

(1) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 386.

nous nous proposons de montrer, maintenant, comment il convient de tenir compte de cet élément, lorsqu'il joue un rôle appréciable.

Nous supposons que toute la chute de pression due à la perte de charge et à la mise en vitesse, au lieu de se trouver répartie, est localisée dans un diaphragme situé :

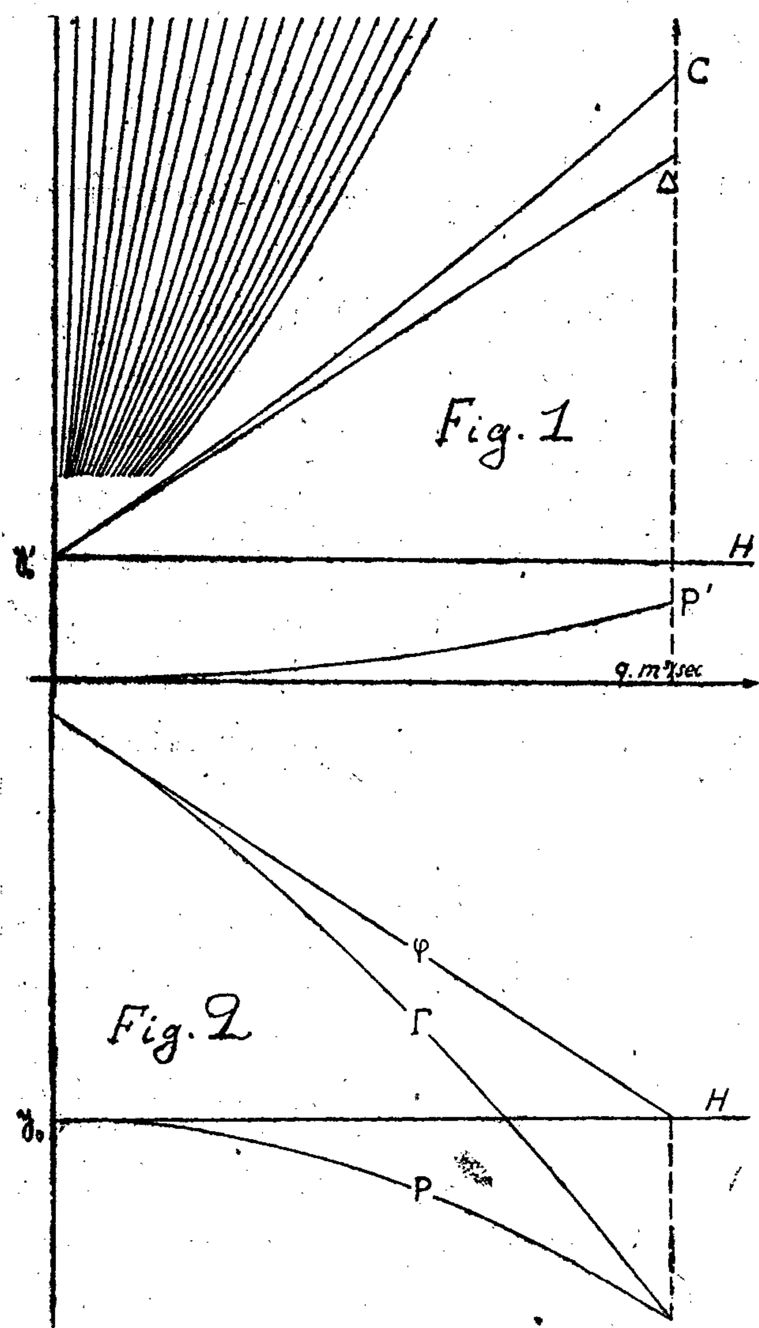
a. pour la conduite d'amenée, immédiatement avant l'entrée de la turbine : nous désignons par y_1 et y, par y_{1_0} et y_0 les hauteurs piézométriques à l'instant t, d'une part, et à l'état statique d'autre part, respectivement en amont et en aval de ce diaphragme;

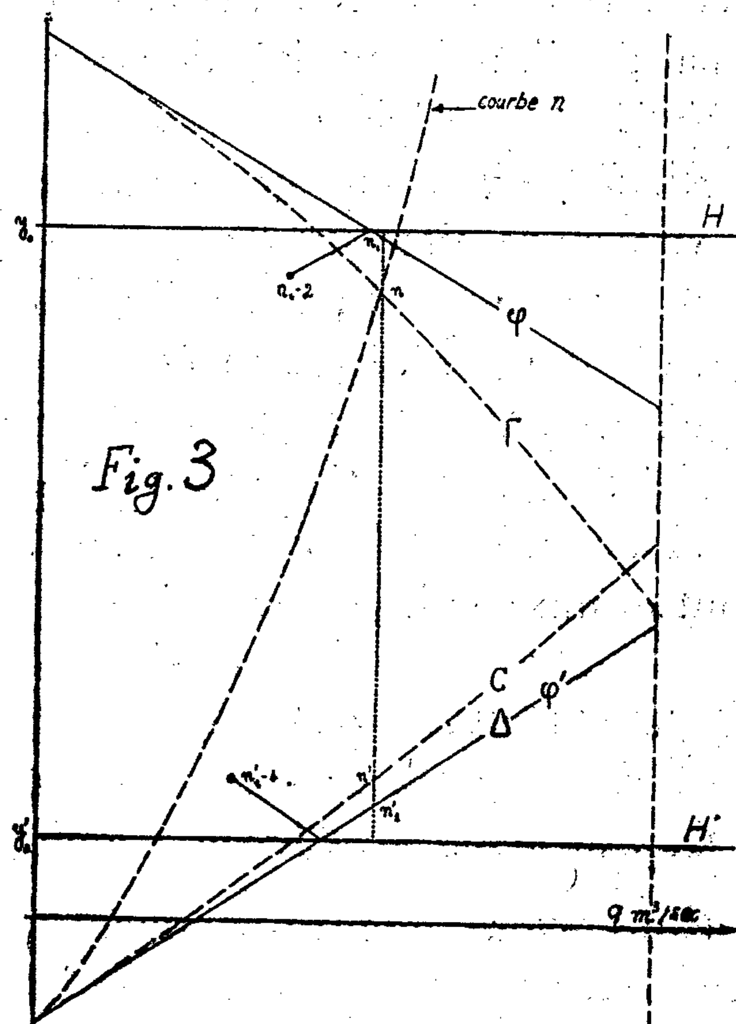
b. pour le canal de fuite, immédiatement après la sortie de la turbine; nous désignons par y' et y'_1, par y'_0 et y'_{1_0} les hauteurs piézométriques, à l'instant t, d'une part, et à l'état statique d'autre part, respectivement en amont et en aval de ce diaphragme.

A l'instant t, la chute effective sous laquelle fonctionne la turbine est

$$y - y' = \lambda q^2, \tag{1}$$

$\lambda(t)$ étant une fonction du temps donnée par la loi d'action du régulateur.





On construit sur un calque (*fig*. 1) la courbe C, obtenue en ajoutant aux ordonnées des divers points d'une droite Δ, parallèle aux droites φ relatives au

canal de fuite, les ordonnées de la parabole P′ des pertes de charge dans le diaphragme placé à la sortie de la turbine. Sur ce même calque, on construit les courbes obtenues en portant au-dessus de la courbe C les ordonnées des diverses paraboles (1) relatives aux valeurs de λ correspondant aux intervalles successifs considérés. On construit sur un autre calque (*fig.* 2) la courbe Γ déduite de la droite φ relative à la conduite d'amenée par soustraction des ordonnées de la parabole P des pertes de charge à travers le diaphragme placé en amont de la turbine.

La détermination des points de fonctionnement n_1, n, n', n'_1, correspondant à l'instant n, se fait alors de la manière suivante (*fig.* 3) :

a. on place le calque de la figure 1 sur le graphique en construction, de telle sorte que les axes des ordonnées coïncident et que la droite Δ se superpose à la droite φ' réfléchie sur l'horizontale H′ par le point de fonctionnement $n'_1 - 4$;

b. on place au-dessus le calque de la figure 2, de telle sorte que les axes des ordonnées coïncident et que la droite φ de ce calque se superpose à la droite φ du graphique réfléchie sur l'horizontale H par le point de fonctionnement $n_1 - 2$;

c. on pique l'intersection n de la courbe Γ de la figure 2 et de la courbe n de la figure 1 ;

d. on rappelle verticalement le point n ainsi déterminé en n_1 sur la droite φ de la figure 2, en n' sur la courbe C de la figure 2, et en n'_1 sur la droite Δ de de cette figure 2; en piquant ces divers points à travers les deux calques superposés, on les marque sur le graphique.

La construction s'effectue ainsi, de proche en proche, sans difficulté.

LOIS PHYSIQUES. — *Les possibilités de l'analyse dimensionnelle.* Note [1] de M. **Jean Villey**, présentée par M. Henri Villat.

Si l'on admet qu'on ait réussi à constituer un système d'unités que nous appellerons *cohérent*, c'est-à-dire qui permette de donner aux lois physiques des expressions invariantes [2], cette condition nécessaire, mais nullement suffisante, ne peut rien de plus que de faire rejeter *a priori* comme inadmissible toute loi qui ne la respecte pas. Cela a conduit souvent à dénier à l'Analyse dimensionnelle toute possibilité de prévoir les lois réelles. Cette condamnation est tout à fait injustifiée. Si, avec les diverses grandeurs à relier entre elles, on peut former une combinaison invariante $\mathfrak{A}$ (de symbole $L^0M^0T^0 = 1$), et si l'on constate qu'il est impossible d'en former aucune autre, la loi cherchée, en admettant qu'elle existe, sera nécessairement de la forme $\mathfrak{A} = \text{const.}$, c'est-à-dire qu'elle est déterminée. Si au contraire on peut former, outre $\mathfrak{A}$, d'autres

(1) Séance du 6 mars 1944.

(2) Autrement dit qui ne sont pas modifiées quand on change la grandeur des unités fondamentales.

combinaisons invariantes $\mathcal{B}$, $\mathcal{C}$, ..., on peut seulement affirmer que la loi physique est de la forme $\mathcal{A} = f(\mathcal{B}, \mathcal{C}, \ldots)$, ce qui la laisse indéterminée.

Il est alors facile de préciser les possibilités de l'analyse dimensionnelle dans l'hypothèse, à laquelle nous nous limiterons, où toutes les grandeurs variables qui interviennent sont définies par des équations qui fournissent, immédiatement ou indirectement, la mesure de chacune d'elles sous la forme du produit de puissances (entières ou fractionnaires, positives ou négatives, ou éventuellement nulles), de mesures de longueur, masse et temps.

Soit A une grandeur de dimensions non nulles, dont nous voulons étudier les variations en fonction de diverses grandeurs de dimensions non nulles B, C, D, ... dont elle dépend.

A désignera la mesure de la grandeur, et [A] son symbole dimensionnel. $L^{\lambda_0}M^{\mu_0}T^{\tau_0}$. L'invariant $\mathcal{A}$ sera de la forme

$$\mathcal{A} = \frac{A}{B^x C^y D^z E^t \ldots}. \tag{1}$$

Toute la question se ramène à la discussion du système de trois équations linéaires

$$\left\{\begin{array}{l} \lambda_0 = \lambda_1 x + \lambda_2 y + \lambda_3 z + \lambda_4 t + \ldots \\ \mu_0 = \mu_1 x + \mu_2 y + \mu_3 z + \mu_4 t + \ldots \\ \tau_0 = \tau_1 x + \tau_2 y + \tau_3 z + \tau_4 t + \ldots \end{array}\right. \tag{2}$$

Pour en simplifier l'énoncé, nous poserons les définitions suivantes :

1° Deux grandeurs B et C seront dites de *même famille* si l'on a $[B] \equiv [C]^m$, c'est-à-dire $\lambda_1/\lambda_2 = \mu_1/\mu_2 = \tau_1/\tau_2 = m$; cela englobe le cas particulier $m = 1$, où elles seront dites de *même dimension* ($[B] \equiv [C]$) et le cas encore plus particulier où elles sont de *même espèce* [3].

2° Trois grandeurs B, C et D seront dites *associées* si l'on a une relation $[B] \equiv [C]^m [D]^n$; la condition nécessaire et suffisante pour cela, c'est que le déterminant formé avec les neuf exposants soit nul sans que deux des grandeurs soient de même famille.

On arrive très facilement aux conclusions ci-desssous, qui seront développées ailleurs.

I. *Une seule inconnue* (x). — Les équations (2) ne sont compatibles que si A et B sont de même famille. Alors, si $[A] \equiv [B]^m$, la loi est $A = kB^m$.

II. *Deux inconnues* (x, y). — Les équations ne sont compatibles que si A,

(3) Par exemple la célérité du son et la vitesse d'agitation des molécules; il s'agit alors d'une relation liée à la nature même des grandeurs. Au contraire le groupement de grandeurs de même dimension ou de même famille dépend des définitions conventionnellement adoptées pour les diverses unités dérivées, autrement dit il varie d'un système d'unités à un autre. Cela n'exclut pas d'ailleurs que l'analyse dimensionnelle puisse aboutir, en ce qui concerne la forme des lois physiques, à des prévisions indépendantes du système particulier d'unités dans lequel elle raisonne.

B et C sont associées. Alors, si $[A] \equiv [B]^m [C]^n$, on sait former l'invariant $\mathcal{A} \equiv A/(B^m C^n)$. Il ne peut y avoir un second invariant, qui serait de la forme $\mathcal{B} \equiv B/C^p$, que si B et C sont de même famille; alors A serait lui aussi de cette même famille, et il y aurait une infinité d'invariants $\mathcal{A}$, correspondant à la condition unique $x + y = 1$; la loi serait indéterminée. Ce cas exceptionnel mis à part, la loi est déterminée, $A = k B^m C^n$; si A est de même famille que l'une des deux autres grandeurs, soit $[A] \equiv [B]^m$, elle a la forme dégénérée $A = k B^m$, c'est-à-dire que C ne peut pas intervenir effectivement.

III. *Trois inconnues* (x, y, z). — 1° Si B, C et D ne sont pas associées, il n'y a pas d'invariant du type $\mathcal{B} \equiv B/(C^{y'} D^{z'})$, ni du type $\mathcal{C} = C/D^{z''}$, et d'autre part les équations (2) ont une solution unique x, y, z, qui donne un invariant $\mathcal{A}$. La loi est alors déterminée $A = k B^x C^y D^z$. Elle prend la forme dégénérée $A = k B^m C^n$ si A, B et C sont associées.

2° Si B, C et D sont associées, elles fournissent un invariant

$$\mathcal{D} \equiv \frac{D}{(B^{x'} C^{y'})},$$

qui permet d'éliminer D en le remplaçant par $\mathcal{D} . B^{x'} C^{y'}$. On ne peut alors prévoir que la forme de loi $A = f(\mathcal{D}) . B^{x''} C^{y''}$, qui est indéterminée.

IV. S'il y a plus de trois inconnues $(x, y, z, t, u, \ldots)$, on peut certainement former avec B, C, D, E, F, ... des invariants qui permettent d'éliminer E, F,... et l'on aboutit à la loi indéterminée.

1° $A = f(\mathcal{E}, \mathcal{F}, \ldots) . B^x C^y D^z$, si B, C, D ne sont pas associées;

2° $A = f(\mathcal{D}', \mathcal{E}, \mathcal{F}, \ldots) B^x C^y$, si B, C, D sont associées.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Propagation d'ondes élastiques dans un milieu piézoélectrique* (1). Note de M. **Maurice Cotte**.

Dans un cristal piézoélectrique, les composantes des tensions internes X_x, Y_y, Z_z, Y_z, Z_x, X_y et de la polarisation P_x, P_y, P_z sont liées aux déformations x_x, y_y, z_z, y_z, z_x, x_y et aux composantes E_x, E_y, E_z du champ électrique par des équations du type

$$(1) \quad \begin{cases} X_x = c_{11} x_x + c_{12} y_y + c_{13} z_z + c_{14} y_z + c_{15} z_x + c_{16} x_y - e_{11} E_x - e_{21} E_y - e_{31} E_z, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ Y_z = c_{41} x_x + c_{42} y_y + c_{43} z_z + c_{44} y_z + c_{45} z_x + c_{46} x_y - e_{14} E_x - e_{24} E_y - e_{34} E_z, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ P_x = e_{11} x_x + e_{12} y_y + e_{13} z_z + e_{14} y_z + e_{15} z_x + e_{16} x_y + (\varepsilon'_{11} - 1) E_x + \varepsilon'_{12} E_y + \varepsilon'_{13} E_z, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \end{cases}$$

où les $c_{ij} = c_{ji}$ sont les constantes élastiques;

les e_{ij} sont les constantes piézoélectriques;

les $\varepsilon'_{ij} = \varepsilon'_{ji}$ sont les constantes diélectriques *pour une déformation nulle*.

(1) Les unités employées sont les unités de Lorentz.

Adjoignons à ces équations les relations entre les déformations et les composantes u, v, w du déplacement d'un point du milieu

$$x_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad y_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad z_z = \frac{\partial w}{\partial z},$$
$$y_z = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}, \quad z_x = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}, \quad x_y = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x},$$

les équations de la dynamique

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z},$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

où ρ est la densité, ainsi que l'équation qui exprime l'absence à l'intérieur du cristal de charges électriques autres que celles de polarisation

$$\frac{\partial}{\partial x}(E_x + P_x) + \frac{\partial}{\partial y}(E_y + P_y) + \frac{\partial}{\partial z}(E_z + P_z) = 0.$$

Nous obtenons un système d'équations linéaires dont nous pouvons chercher les solutions qui représentent des ondes planes, c'est-à-dire où les déplacements $u = u_1$, $v = u_2$, $w = u_3$, et la partie du potentiel électrique V propagée avec l'onde sont de la forme

$$u_\alpha = a_\alpha \varphi(lx + my + nz - vt),$$
$$V = V_0 \varphi(lx + my + nz - vt),$$

où a_α et V_0 sont des constantes, φ une fonction arbitraire, l, m, n les cosinus directeurs du plan d'onde, v la vitesse de propagation.

Le calcul de la propagation d'ondes élastiques dans un cristal dénué de piézoélectricité a été fait par E. B. Christoffel (*Ann. di Mat.*, 2e série, 8, p. 1877); les déplacements sont donnés par les équations

$$(2) \qquad \sum_\alpha \Gamma_{i\alpha} a_\alpha - \rho v^2 a_i = 0 \qquad (i, \alpha = 1, 2, 3),$$

où les $\Gamma_{i\alpha}$ sont de la forme

$$\Gamma_{11} = c_{11} l^2 + c_{66} m^2 + c_{55} n^2 + 2mnc_{56} + 2nlc_{15} + 2lmc_{16},$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

et la vitesse de propagation est donnée par la condition que les équations (2) aient une solution différente de zéro. Dans un milieu piézoélectrique, j'obtiens des relations de même forme, mais les $\Gamma_{i\alpha}$ doivent être remplacés par d'autres coefficients $\Gamma'_{i\alpha}$ définis par

$$\Gamma'_{i\alpha} = \Gamma_{i\alpha} + \frac{\sigma_i \sigma_\alpha}{K},$$

avec

$$\sigma_1 = l(le_{11} + me_{21} + ne_{31}) + m(le_{16} + me_{26} + ne_{36}) + n(le_{15} + me_{25} + ne_{35}),$$
$$\sigma_2 = l(le_{16} + me_{26} + ne_{36}) + m(le_{12} + me_{22} + ne_{32}) + n(le_{14} + me_{24} + ne_{34}),$$
$$\sigma_3 = l(le_{15} + me_{25} + ne_{35}) + m(le_{14} + me_{24} + ne_{34}) + n(le_{13} + me_{23} + ne_{33}),$$
$$K = l^2 \varepsilon'_{11} + m^2 \varepsilon'_{22} + n^2 \varepsilon'_{33} + 2mn\varepsilon'_{23} + 2nl\varepsilon'_{31} + 2lm\varepsilon'_{12}.$$

Dans un cristal piézoélectrique, il est encore exact que les trois directions de déplacement, qui correspondent aux trois vitesses de propagation d'une onde plane pour une normale d'onde donnée, sont orthogonales. La composante de l'induction électrique propagée avec l'onde est transversale. Des vitesses, on déduit immédiatement les fréquences de résonance d'une plaque plane, infiniment étendue, vibrant selon son épaisseur.

Jusqu'à présent, on s'est contenté d'appliquer aux cristaux piézoélectriques les formules de Christoffel ([2]). Dans le cas du quartz, les $\sigma_i\sigma_\alpha/K$ sont petits devant $\Gamma_{i\alpha}$, mais, dans le sel de Rochelle, ils sont beaucoup plus importants, et cela peut faire douter des valeurs numériques calculées par Mason ([3]) pour certaines des constantes élastiques et piézoélectriques de ce corps.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Espaces de Riemann à torsion et électromagnétisme.* Note de M. **Jean Mariani**, présentée par M. Élie Cartan.

Le principe de l'inertie, tel qu'il se présente en physique, affirme que le vecteur vitesse d'univers associé à un point matériel se déplace le long de la trajectoire parcourue par celui-ci en restant constamment équipollent à lui-même ([1]); il est donc possible de tirer parti de définitions de plus en plus générales de l'équipollence pour généraliser la loi de l'inertie. En particulier, on peut supposer que le déplacement parallèle du vecteur vitesse d'univers u^i le long de la trajectoire est donné par

$$(1)\qquad du^i + \Delta^i_{jk}\,u^j\,dx^k = 0,$$

où les Δ^i_{jk} sont les n^3 symboles de la connexion affine asymétrique; la trajectoire inertiale est définie par

$$(2)\qquad \frac{d^2x^i}{ds^2} + \Delta^i_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} = 0.$$

Ces courbes ont été considérées par M. É. Cartan, qui a introduit la définition (1) de l'équipollence ([2]). Posons

$$(3)\qquad \Delta^i_{jk} = \left\{ {i \atop jk} \right\} + S^i_{jk};$$

([2]) A signaler toutefois un travail de Beckmann (*Hochfrequenztechnik und Electroakustik*, 56, 1940, p. 14) qui, utilisant une méthode très différente, aboutit à des résultats inexacts, parce qu'il ne pose pas que la divergence de l'induction est nulle.

([3]) *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 775. Le cristal étant rapporté à ses axes *a*, *b*, *c*, les valeurs obtenues par Mason (en employant les formules de Christoffel) conduisent pour une onde de cosinus directeurs $l=0$, $m=\pm 1/\sqrt{2}$, $n=\pm 1/\sqrt{2}$ à $\Gamma_{11}=6,5.10^{10}$, et $\sigma_1^2/K=177.10^{10}$. L'emploi de nos formules est donc indispensable.

([1]) É. Cartan, *Ann. Éc. Norm. Sup.*, 40, 1923, p. 330.

([2]) *Loc. cit.*, pp. 403 et 409.

Les $\left\{ {i \atop jk} \right\}$ sont les symboles de Christoffel, composantes du champ de gravitation; les S^i_{jk} représentent un système de n rotations qui définissent un nouveau champ de forces d'inertie. Des équations

$$\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} = \Delta_{ijk} + \Delta_{jik} = [i, jk] + [j, ik], \tag{4}$$

on déduit en effet

$$S_{ijk} + S_{jik} = 0; \tag{5}$$

posons donc

$$S^i_{jk} u^k = -\omega^i_j + V_{jk} u^k \qquad \left(u^k = \frac{dx^k}{ds}\right) \tag{6}$$

avec $V^i_{jk} u^j u^k = 0$; (2) devient

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \left\{ {i \atop jk} \right\} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = - S^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \omega^i_j \frac{dx^j}{ds}, \tag{7}$$

la trajectoire ainsi définie est exactement la même que celle qui serait produite par l'action d'un champ électromagnétique F^i_j sur un point matériel électrisé de charge e et de masse propre m_0, à la condition que ω^i_j soit défini par

$$\omega^i_i = -\frac{e}{m_0 c} F^i_j. \tag{8}$$

Il est donc possible de constituer, sur ces bases, une géométrisation de l'électromagnétisme [3]; la variation du rapport e/m_0, quand on passe d'une particule à l'autre, s'interprète en changeant u^i en hu^i avec $\frac{dh}{ds} = 0$.

Le tenseur de courbure étant défini par

$$B^h_{ijk} = R^h_{ijk} + S^h_{ik,j} - S^h_{ij,k} + S^s_{ik} S^h_{si} - S^s_{ij} S^h_{sk} \quad [4]; \tag{9}$$

contractons en posant $h = k$ et remplaçons les S^i_{jk} par $-2\omega^i_j u_k + U^i_{ik}$; nous obtenons

$$\begin{aligned} B_{ij} = R_{ij} &+ 2\omega^h_{i,h} u_j - 2\omega^h_i \omega_{hj} - 2\omega^h_{i,j} u_h + U^h_{ih,j} - U^h_{ij,h} - 2\omega^s_i u_h U^h_{sj} \\ &- 2\omega^h_s u_j U^s_{ih} + U^s_{ih} U^h_{sj} + 2\omega^s_i u_j U^h_{sh} + 2\omega^h_s U^s_{ij} u_h - U^s_{ij} U^h_{sh}. \end{aligned} \tag{10}$$

Considérons le tenseur

$$A_{ij} = R_{ij} + 2\omega^h_{i,h} u_j - 2\omega^h_i \omega_{hj}. \tag{11}$$

C'est ce tenseur que nous substituerons au tenseur d'Einstein R_{ij}; nous adoptons comme loi de la gravitation

$$A_{ij} - \frac{1}{4} g_{ij} A = 0 \tag{12}$$

([3]) J. Mariani, *Comptes rendus*, 211, 1940, p. 430.

([4]) Les virgules représentent les dérivées covariantes par rapport aux symboles de Christoffel.

qui se réduit à la loi de Sitter pour $\omega_{ij}=0$; il résulte de (11) et de (12)

(13) $$\omega^h_{i,h}=\lambda u_i;$$

(12) prend la forme

(14) $$R_{ij}+2\lambda u_i u_j-2\omega^h_i\omega_{hj}=\frac{1}{4}g_{ij}\Lambda=g_{ij}\left(\mu-\frac{1}{2}\omega_{mn}\omega^{mn}\right).$$

En contractant, prenant la divergence, négligeant la constante cosmologique, on a $2\lambda=R$; $\mu=R/2$, et (14) prend la forme

(15) $$R_{ij}-\frac{1}{2}g_{ij}R=2\omega^h_i\omega_{hj}-\frac{1}{2}g_{ij}\omega_{mn}\omega^{mn}-Ru_iu_j.$$

Ces équations peuvent être identifiées aux équations de la gravitation einsteinienne pour un fluide parfait électrisé sans pression interne, à la condition de poser

(16) $$R=\varkappa\rho=\frac{8\pi k}{c^2}\rho,$$

(17) $$\omega^h_i=\pm\frac{\sqrt{k}}{c}F^h_i,$$

$\varkappa$ étant la constante einsteinienne de la gravitation, k la constante newtonienne; (13) prend alors la forme

(18) $$F^h_{i,h}=4\pi\frac{\sqrt{k}}{c}\rho u_i,$$

ce qui est le premier groupe de Maxwell à la condition de poser

(19) $$\sigma=\pm\sqrt{k}\rho.$$

Tout se passe comme si à la densité massique ρ était associée la densité électrique σ.

Les équations (13) et (14) se tirent aussi du principe d'action stationnaire

(20) $$\delta\frac{1}{2}\iiiint(Rg^{ij}u_iu_j-\omega_{mn}\omega^{mn})\sqrt{-g}\,d\tau=0.$$

OPTIQUE. — *La mise au point visuelle dans un instrument entaché d'aberration sphérique.* Note de M. **Maurice Françon**, présentée par M. Charles Fabry.

Un objectif entaché d'aberration sphérique donne, d'une mire de Foucault de contraste variable, une image que l'œil observe au moyen d'un oculaire dont on néglige l'aberration vis-à-vis de celle de l'objectif; nous supposerons de plus que l'œil observe dans des conditions telles qu'il n'introduise aucun défaut supplémentaire. Nous avons cherché à déterminer théoriquement la mise au point, d'une part en fonction de la valeur de l'aberration sphérique que l'on caractérisera par la différence de phase Ψ au foyer paraxial entre les

rayons diffractés par le bord et le centre de l'onde, et d'autre part en fonction du contraste de la mire.

Nous avons à cet effet :

1° calculé la répartition des éclairements dans l'image d'un point lumineux en lumière monochromatique pour diverses positions du plan de mise au point;

2° procédé à une deuxième intégration dans le cas d'une mire de Foucault de traits sombres égaux aux blancs et pour plusieurs contrastes de cette mire.

Sur les courbes données par la deuxième intégration, nous avons relevé les valeurs du pas de la mire correspondant à un contraste image égal à 0,02 (minimum de contraste perceptible par l'œil) : on a ainsi la limite de séparation théorique dans le cas de l'œil parfait.

Les résultats sont les suivants : sur les forts contrastes, la limite de séparation est d'autant meilleure que l'on est plus près du foyer marginal; ceci tient à ce que la tache centrale de la figure de diffraction diminue quand on se rapproche du foyer marginal, les anneaux entourant la tache centrale n'étant, aux forts contrastes, pas assez intenses pour augmenter la limite de séparation.

Par contre, pour les faibles contrastes, ces anneaux voilent complètement l'image, si bien que le meilleur plan de mise au point se rapproche nettement de la pointe de la caustique; on peut le situer environ au quart de l'aberration longitudinale à partir du foyer paraxial dans le cas d'une aberration $\Psi = 5\pi$.

Si l'on admet que l'œil fixe la limite du contour d'une plage lumineuse au point d'inflexion de la courbe donnant la répartition des intensités dans l'image de la plage, celle-ci sera vue avec d'autant plus de netteté que la pente de la tangente, au point d'inflexion, sera plus grande : on constate que le plan de meilleure vision des faibles contrastes répond à cette condition; on peut donc le considérer comme le plan sur lequel l'œil effectue la mise au point.

Nous avons fait ces mêmes calculs pour les aberrations $\Psi = 5\pi, 4\pi, 3\pi, 2\pi, \pi/2$; les résultats peuvent se résumer de la façon suivante : si ces aberrations sont considérées comme provenant d'un même système optique de focale f, que l'on diaphragme à différentes valeurs, on constate que jusqu'à $\Psi = 2\pi$ le plan de meilleure mise au point reste pratiquement à une distance fixe d du foyer paraxial; on a

$$d = 0,65 f^2 \sqrt{\lambda |\varphi|},$$

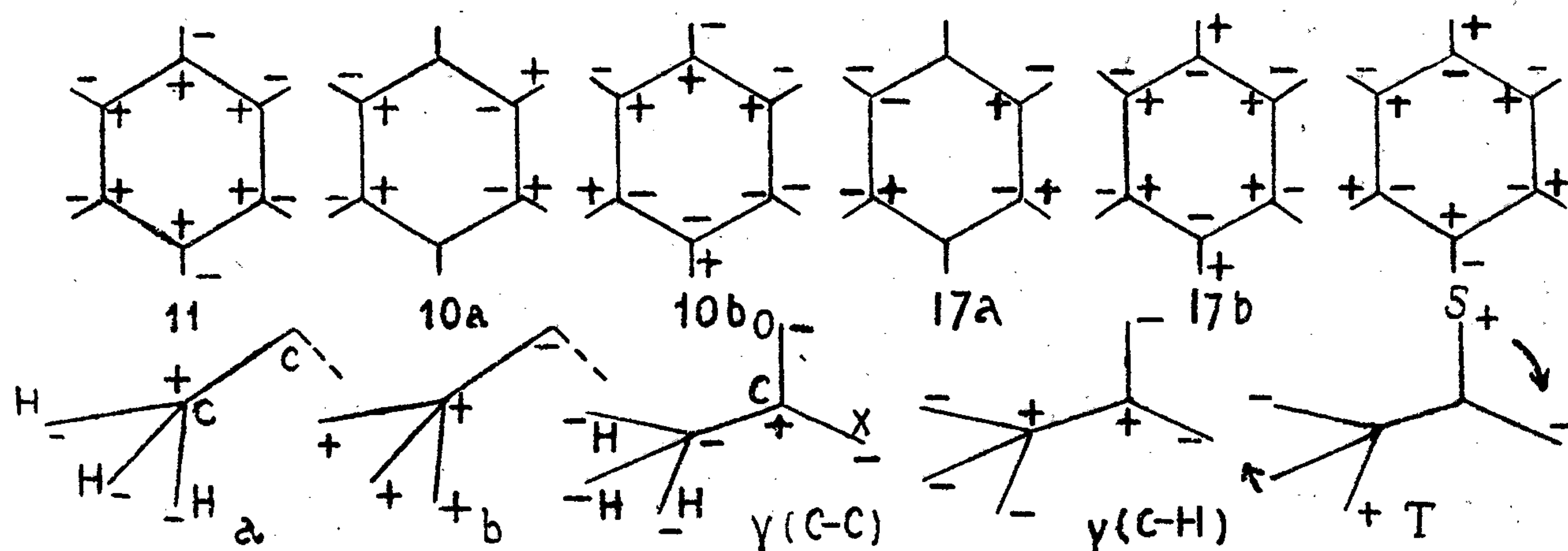
φ étant le coefficient d'aberration sphérique du troisième ordre du système. Pour des valeurs plus faibles de l'aberration ($\Psi < 2\pi$), la mise au point optimum se trouve à la moitié de l'aberration longitudinale, comme l'indique la théorie classique de la diffraction.

SPECTROSCOPIE. — *Remarques sur la nature et les fréquences des vibrations gauches de molécules organiques comprises entre* 650 *et* 1450 cm⁻¹. Note de M. **Jean Lecomte**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les vibrations gauches, qui permettent d'expliquer l'apparition de certaines bandes d'absorption de nos spectres, se divisent en deux groupes. Les unes représentent des mouvements auxquels participe toute la molécule. Nous les désignerons par γ(C—C). Dans les autres, les atomes d'hydrogène jouent un rôle essentiel, ce qui nous permet de les noter par γ(C—H). Nous nous proposons de montrer :

1° que, suivant la nature du composé organique considéré, nous nous trouvons, entre 650 et 1450 cm^{-1}, en présence de l'un ou de l'autre mode de vibration;

2° que, dans le même intervalle spectral, les fréquences correspondant à γ(C—H) se modifient considérablement, suivant que la formule du composé considéré renferme ou non une *double liaison*.



a. Benzène et dérivés benzéniques ([1]). — *Dans notre zone d'étude, nous avons seulement à considérer des vibrations gauches* γ(C—H). On sait que, pour le benzène, la très forte bande que nous avons découverte vers 670 cm^{-1} s'attribue généralement à une vibration gauche, dans laquelle schématiquement le plan des atomes de carbone se déplace vis-à-vis du plan des atomes d'hydrogène (n° 11, suivant la notation de Wilson). Avec *les dérivées mono et disubstitués* du benzène, nous rencontrons, en plus de 11, certains des autres modes de vibration 10*a* et *b*, 17*a* et *b*, 5, qui étaient tous inactifs dans l'absorption pour le benzène. Nous avons montré ([2]) qu'ils permettaient d'interpréter des suites de bandes vers 650-700, 750, 850-900 cm^{-1}. Ces résultats permettent de rapprocher les dérivés benzéniques des composés aliphatiques contenant une *double liaison*.

---

(1) P. Lambert et J. Lecomte, *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 77; *Ann. de Phys.*, **18**, 1932, pp. 329-389.

(2) J. Lecomte, *J. de Phys.*, 8, 1937, pp. 489-497; 9, 1938, pp. 13-26.

b. Composés aliphatiques non saturés. — D'après nos recherches précédentes ([3]), *on doit envisager exclusivement des vibrations du type* γ(C—H) *pour expliquer certaines suites de bandes d'absorption que nous avions mesurées entre* 800 *et* 1100 cm^{-1}. Si l'on représente par R—X la formule générale de ces corps, on constate que, pour une même chaîne carbonée R et pour différents substituants X(NH^2, OH, CH^3, Cl, Br, I, ...), la position de ces maxima reste presque sans changement. Ce résultat se comprend aisément, si l'on admet qu'ils proviennent de vibrations gauches dans lesquelles surtout les atomes d'hydrogène et non le substituant entrent en jeu. La même interprétation rend aussi compte de ce que les spectres des carbures éthyléniques homologues (hexène, heptène, ..., hexadécène), dans la même région, se présentent également comme peu différents, à la condition expresse que la position de la liaison éthylénique dans la chaîne carbonée reste la même ([4]).

c. Composés aliphatiques saturés. — 1° Ceux qui ne renferment pas de *double* liaison présentent, vers 1150-1400 cm^{-1}, non seulement des bandes attribuables à des vibrations de déformation des groupements CH^2 ou CH^3, mais aussi des maxima provenant de vibrations gauches γ(C—H). Pour ces dernières, les fréquences semblent assez peu influencées par les substitutions effectuées sur une même chaîne carbonée : schématiquement on peut les représenter en indiquant que les atomes d'hydrogène ne vibrent pas en phase avec l'atome de carbone auquel ils sont reliés (type *a*).

D'autre part, nous avons mesuré, dans les cas de nombreux dérivés halogénés de l'éthyle, de propyle, ..., entre 750 et 900 cm^{-1}, une ou plusieurs suites de bandes, que la seule considération des vibrations de valence ou de déformation plane, habituellement envisagée, ne suffit pas à expliquer. Ce sont des mouvements du type γ(C—C), indiqués par le schéma *b*. On en trouve aussi un exemple avec le nitrate de méthyle et ses homologues ([5]).

2° Parmi les composés saturés renfermant une *double* liaison, nous considérerons ceux du type CH^3—CO—X. On prévoit pour eux trois modes de vibrations gauches, dont l'un γ(C—C) se place à des fréquences inférieures à 500 cm^{-1}, un autre γ(C—H) correspond probablement à la suite de bandes comprise entre 941 et 947 cm^{-1} (avec les différents substituants X), et la vibration de torsion T s'identifie moins sûrement avec une suite de bandes faibles entre 1000 et 1050 cm^{-1}. L'introduction d'une *double* liaison, même dans un composé saturé, change ainsi complètement la zone dans laquelle se produisent les vibrations gauches γ(C—H). Ainsi que nous l'avons constaté ([3]) avec d'autres auteurs ([6]), au moins à ce point de vue, il existe des ressemblances

---

([3]) M. Tuot et J. Lecomte, *Bull. Soc. Chim.*, 10, 1943, pp. 524-542.
([4]) P. Lambert et J. Lecomte, *Ann. Comb. Liq.*, n° 6, 1931, pp. 1001-1084.
([5]) J. Lecomte et J.-P. Mathieu, *J. de Chim. Phys.*, 39, 1942, pp. 57-72.
([6]) L. Kahovec et K. W. F. Kohlrausch, *Z. phys. Chem.*, 46, 1940, pp. 165-180.

notables entre le spectre de l'acétone $CH^3—CO—CH^3$ et celui du carbure $CH^2{=}C—(CH^3)^2$.

Le spectre infrarouge constitue un excellent moyen pour étudier ces vibrations gauches, parce que les vibrations antisymétriques se traduisent souvent par des bandes d'absorption fortes. Il semble préférable, dans ce cas, au spectre de diffusion, car on sait que celui-ci indique plus aisément des raies correspondant à des vibrations symétriques de la molécule.

MAGNÉTISME. — *Influence exercée par un champ magnétique longitudinal sur les oscillations de torsion d'un fil de nickel.* Note de M. **Henri Billot**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous nous sommes proposé d'étudier l'influence qu'exerce un champ magnétique longitudinal sur la période et l'amortissement des oscillations d'un pendule de torsion dont le fil de torsion est de nature ferromagnétique.

Nos expériences ont porté sur un fil de nickel à 99,9 %, recuit pendant 5 heures à une température de 450° C, environ. Le diamètre du fil était de $0^{cm},1$. L'oscillateur comprenait : *a*. un fil de 35^{cm} de longueur disposé verticalement suivant l'axe d'un solénoïde de $5^{cm},5$ de diamètre et de 50^{cm} de longueur, en sorte que le champ inducteur était sensiblement uniforme dans la région occupée par le fil; *b*. un équipage mobile de masse assez faible (1^{kg}) pour que le fil ne soit pas soumis à une traction notable. On étudiait les oscillations libres du système grâce à un petit miroir porté par le pendule, l'amplitude initiale étant toujours prise égale à 30°.

Nous avons reconnu que l'amortissement des oscillations varie de manière importante avec l'intensité du champ inducteur $\mathcal{H}$. Lorsqu'on fait croître $\mathcal{H}$, le décrément logarithmique δ croît tout d'abord, passe un maximum pour une valeur déterminée de $\mathcal{H}$ (80 gauss environ) et décroît ensuite constamment, comme le montre la courbe I du graphique ci-après qui représente le décrément logarithmique

$$\delta = \frac{\log\alpha_0 - \log\alpha_{30}}{30}$$

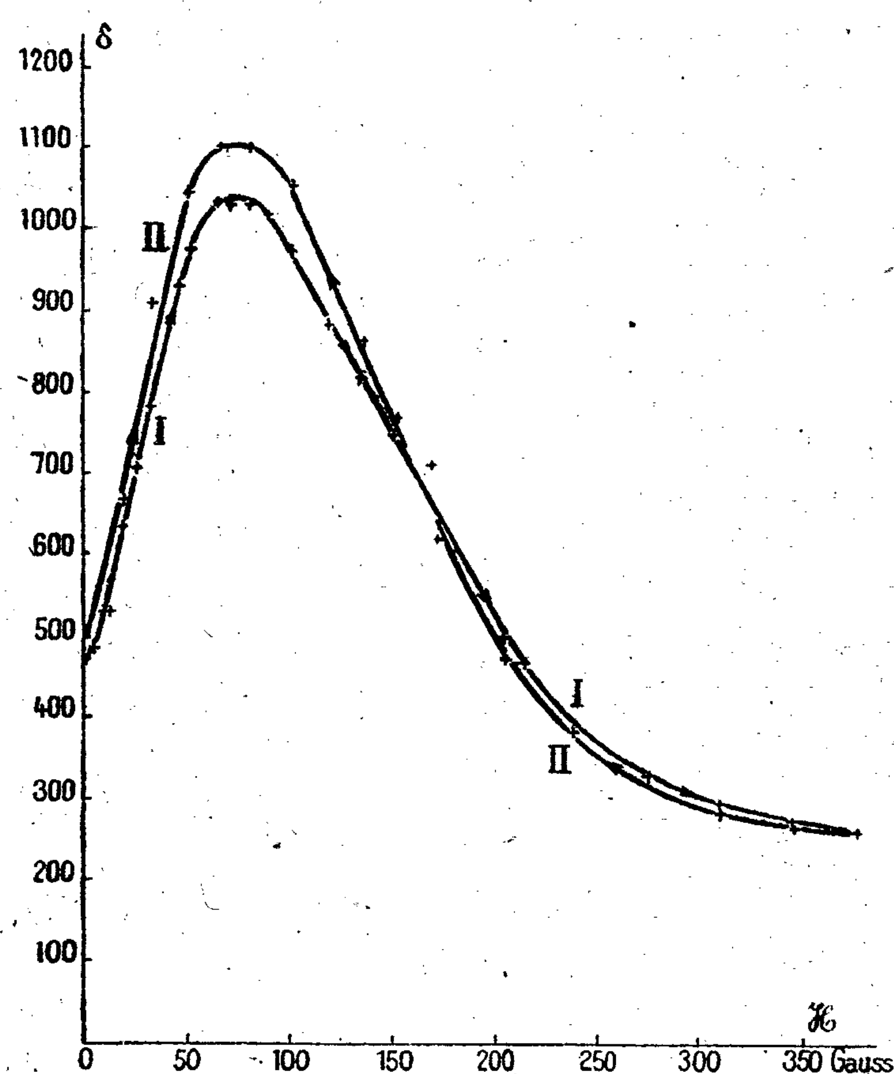
calculé pour 30 oscillations, en fonction de l'intensité $\mathcal{H}$ du champ inducteur.

Lorsqu'on fait décroître $\mathcal{H}$, on constate que la courbe $\delta = f(\mathcal{H})$ n'est pas parcourue de façon tout à fait réversible (courbe II). D'autre part δ semble tendre vers une limite lorsqu'on fait croître le champ inducteur, mais cette saturation n'est pas atteinte pour le champ maximum dont nous avons pu disposer.

La pseudo-période [$T = 2s\,(2/3)$ en l'absence de champ magnétique] varie très faiblement, suivant une loi analogue à celle qui correspond à la variation du décrément.

Des expériences faites dans les mêmes conditions avec un fil de torsion en

métal non ferromagnétique (cuivre) n'ont pas permis de mettre en évidence de variations mesurables de l'amortissement et de la période de l'oscillateur.



On sait d'autre part que, d'après les expériences de Zacharias (¹), le coefficient de frottement intérieur devient sensiblement nul au point de Curie. Les résultats de nos expériences portant sur le nickel à la température de 20° s'accordent avec l'hypothèse suivant laquelle ce coefficient serait de nature magnétique. L'influence considérable et complexe exercée par un champ magnétique extérieur sur l'amortissement d'un pendule de torsion à fil de nickel, nettement mise en évidence par les résultats rapportés dans cette Note, semble pouvoir être rattachée aux variations du frottement intérieur sous l'action d'un champ magnétique.

RAYONS X. — *Spectres d'absorption* K *du terbium* (65) *et de l'holmium* (67). *Structures d'absorption* K *des terres rares yttriques.* Note de Mlle **Ioana Manescu**.

Poursuivant l'étude des spectres K d'absorption des éléments lourds et terres rares, j'ai déterminé, dans des conditions analogues à celles décrites (¹), la position des discontinuités du terbium et de l'holmium. Le terbium était présent dans un mélange d'oxydes, avec gadolinium (64) et dysprosium (66);

(¹) *Phys. Rev.*, 44, 1933, p. 116.

(¹) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 732; **217**, 1943, p. 69.

l'holium, de même, avec dysprosium et erbium (68) ([2]). La précision des mesures (tableau I) doit correspondre à 0,02 u. x., tandis que les écarts avec les données d'autres auteurs atteignent 0,3 u. x.

TABLEAU I.

	λ.u.x. d'après Siegbahn.	λ.u.x. d'après l'auteur.	$\frac{\nu}{R}$
65 Tb.....	237,6	237,92	3830,15
67 Ho.....	222,64	222,45	4096,51

Structures d'absorption K. — Les structures d'absorption K des éléments légers et les structures L des éléments lourds ont fait l'objet de nombreux travaux; mais, à ma connaissance, il n'en existe aucun sur les structures d'absorption qui peuvent accompagner les discontinuités K des terres rares ou des atomes de numéros atomiques plus élevés. Ceci tient, manifestement, au fait que pour déceler d'éventuelles fluctuations d'intensité dans la région spectrale correspondante, où la dispersion *en fréquence* reste très faible, il faut disposer d'appareils à pouvoir de résolution élevé.

Sur un spectrographe à focalisation de M[lle] Cauchois, j'ai monté une lame de mica, courbée sous 40^{cm}, dont le pouvoir de résolution est excellent. Ce qui m'a permis d'obtenir, pour l'absorption K d'une série de terres rares des clichés où se lisent sans ambiguïté des maxima et minima d'intensité, serrés autour de la discontinuité principale. Ce sont : une raie noire n_1 du côté des grandes longueurs d'onde, à une distance de 40 à 50 volts, légèrement croissante avec le numéro atomique. Un minimum d'intensité du côté des grandes fréquences B_1 qui, pour certains éléments, prend l'aspect d'une véritable *raie blanche*. Plus loin encore, vers les grandes fréquences, un autre maximum de noircissement, N_1 généralement bien net. Enfin, un dernier maximum, N_2 moins bien défini que le précédent. Entre ces deux maxima se devine un minimum d'intensité, B_2 très peu contrasté et difficile à localiser exactement.

Le tableau II rapporte la position de ces structures pour toutes les terres rares yttriques, à l'exclusion de l'élément 69. Les pointages ont été faits à 0,05 u. x. près, pour n_1 et B_1, à 0,1 u. x. pour N_1 et à 0,15-0,20 u. x. pour B_2 et N_2. On remarquera un déplacement énergétique à peu près régulier de chaque structure d'un atome au suivant. Tous les spectres ont été pris avec des oxydes (M^2O^3), plus ou moins mélangés les uns avec les autres. On sait que la structure cristalline est la même pour toute la série des oxydes de terres yttriques, celle du cube, avec seulement une faible décroissance de l'arête élémentaire lorsque le numéro atomique augmente. Dans ces conditions, la théorie de Kronig laisse attendre des structures d'absorption très sensiblement

([2]) Je dois à l'amabilité de M. Trombe d'avoir pu disposer de ces échantillons.

équidistantes de la discontinuité principale, d'un élément au suivant. Il faudrait donc admettre, ici encore, une insuffisance de cette théorie, puisque mes

TABLEAU II.

Structures.	λ.u.x.	$\frac{\nu}{R}$.	$\Delta\frac{\nu}{R}$.	Δe.v.	λ.u.x.	$\frac{\nu}{R}$.	$\Delta\frac{\nu}{R}$.	Δe.v.
		63 Eu.				64 Gd.		
n_1.........	255,2	3571	− 3	-4_1	246,5	3697	− 3	-4_1
B_1.........	254,8	3576	+ 3	$+4_1$	246,1	3703	+ 3	$+4_1$
N_1.........	254,6	3579	+ 6	$+8_1$	245,9	3706	+ 6	$+8_1$
B_2.........	254,3	3583	+10	$+13_5$	245,6	3710	+10	$+13_5$
N_2.........	254,1	3586	+13	$+17_6$	245,4	3713	+13	$+17_6$
		65 Tb.				66 Dy.		
n_1.........	238,1	3827	− 3	-4_1	230,2	3959	− 3	-4_1
B_1.........	237,7	3834	+ 3	$+4_1$	229,8	3965	+ 3	$+4_1$
N_1.........	237,5	3837	+ 7	$+9_5$	229,6	3969	+ 7	$+9_5$
B_2.........	237,2	3842	+12	$+16_2$	229,3	3974	+12	$+16_2$
N_2.........	236,9	3847	+17	$+23_0$	229,0	3979	+17	$+23_0$
		67 Ho.				68 Er.		
n_1.........	222,7	4092	− 4	-5_4	215,4	4231	− 4	-5_4
B_1.........	222,3	4099	+ 3	$+4_1$	215,0	4238	+ 4	$+5_4$
N_1.........	222,0	4105	+ 9	$+12_2$	214,7	4244	+10	$+13_5$
B_2.........	221,7	4110	+14	$+19_0$	214,5	4248	+14	$+19_0$
G_2.........	221,4	4116	+20	$+27_0$	214,2	4254	+20	$+27_0$
		70 Yb.				71 Lu.		
n_1.........	202,0	4511	− 4	-5_4	195,6	4659	− 4	-5_4
B_1.........	201,6	4520	+ 5	$+6_8$	195,2	4668	+ 5	$+6_8$
N_1.........	201,3	4527	+12	$+16_2$	194,9	4676	+13	$+17_6$
B_2.........	201,0	4534	+19	$+25_7$	194,6	4683	+20	$+27_0$
N_2.........	200,7	4540	+25	$+33_9$	194,3	4690	+27	$+36_6$

résultats expérimentaux suggèrent l'influence du numéro atomique, en dehors de celle de la structure et des dimensions du réseau cristallin où l'atome est placé.

Cependant, je ne puis surestimer la valeur des nombres que je rapporte. Les mesures ont porté sur des fluctuations de noircissement extrêmement serrées, dont la présence ne peut être mise en doute, mais dont certaines sont tout juste perceptibles. Il n'est pas impossible que les bandes observées traduisent, en réalité, la superposition de maxima et minima réels en plus grand nombre et de positions différentes, que le pouvoir séparateur, trop faible encore dans l'échelle des fréquences, ne permet pas de résoudre. Ces bandes apparentes n'en seraient qu'une représentation intégrée, compatible avec le pouvoir de résolution du spectrographe et la grosseur des grains de l'émulsion photographique.

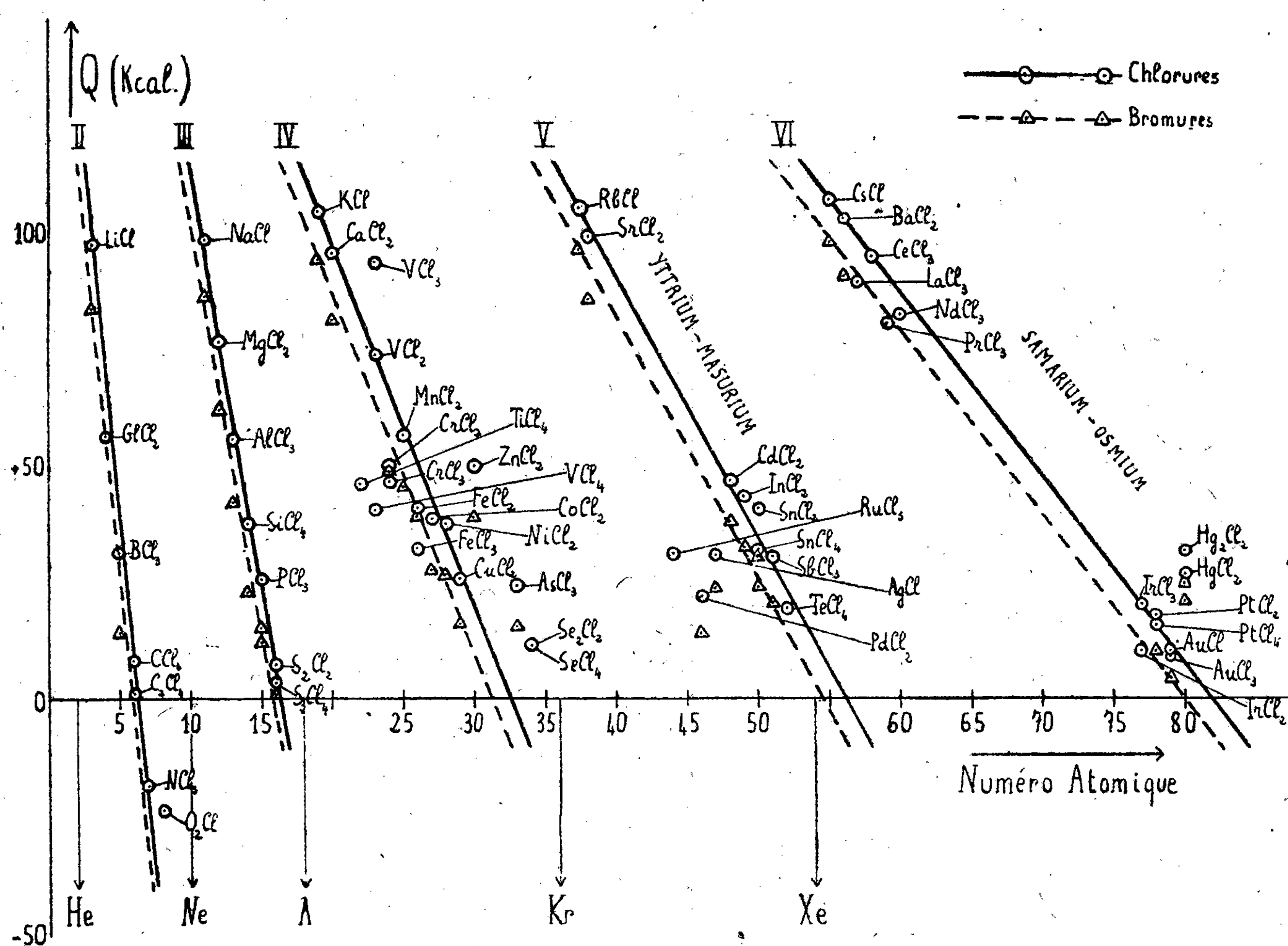
CHIMIE PHYSIQUE. — *Remarques sur la variation de la chaleur de formation des chlorures et des bromures des éléments en fonction de leur numéro atomique.* Note de M. **Félix Trombe**.

Les chaleurs de formation d'un même composé des différents éléments varient avec les numéros atomiques de ceux-ci suivant une série de cycles; chacun de ces cycles s'effectue à l'intérieur d'une période limitée par deux gaz rares.

Dans le cas des chlorures et des bromures, l'expression de la chaleur de formation ([1]) en fonction du numéro atomique peut être donnée, pour de nombreux éléments, par la relation

$$\frac{Q}{v} - \frac{Q'}{v'} = K(N' - N). \qquad (1)$$

Q et Q′ sont les chaleurs de formation des chlorures ou bromures des éléments



de numéro atomique N et N′ et de valence v et v'. K est un coefficient dont la valeur sera précisée par la suite.

La figure représentant les différentes valeurs de Q/v en fonction du numéro atomique définit le domaine de validité de l'expression (1).

([1]) Les chaleurs de formation, exprimées en kilocalories, ont été calculées pour des éléments pris à 18°C. et sous pression constante.

Dans la deuxième période (hélium-néon), les points relatifs aux chlorures, même ceux correspondant aux chlorures de formation endothermique (NCl^3), se placent sur une droite, avec $K = 31,25$ Kcal. Seul ClO^2, qui n'est pas un chlorure, mais un oxyde de chlore, est aberrant.

Pour les bromures de la même période dont la chaleur de formation est connue, K possède la même valeur.

La troisième période (néon-argon) donne également une excellente vérification de l'expression (1), avec $K = 20,50$ Kcal, pour les chlorures et les bromures.

Les éléments de la quatrième période (argon-krypton) vérifient encore, jusqu'au numéro atomique 29, l'expression (1) : $K = 7,76$ Kcal. Le zinc et les éléments suivants sont aberrants.

Les périodes V et VI permettent également, pour la majorité des éléments donnant des chlorures et des bromures, de tracer des droites. Pour la période V, $K = 5,60$ Kcal; pour la période VI, $K = 3,96$ Kcal.

Pour les différentes périodes, l'ensemble des droites présente une certaine convergence. Les droites relatives aux bromures sont parallèles aux droites relatives aux chlorures.

En résumé, la règle indiquée s'applique parfaitement aux deuxième et troisiéme périodes de la classification; pour les autres périodes, le pourcentage des éléments situés sur les droites semble diminuer quand le numéro de la période, c'est-à-dire l'importance du cortège électronique, augmente.

D'une façon générale, sont situés sur les droites les chlorures et les bromures correspondant à la valence la plus faible d'un élément polyvalent. Cette remarque est en accord avec le fait que le caractère hétéropolaire est plus accentué pour les faibles valences que pour les valences élevées ([2]).

Pour les éléments vérifiant l'expression (1), tout se passe comme si, à l'intérieur d'une période, l'addition des électrons et des charges positives correspondantes du noyau provoquait une augmentation régulière de la stabilité du ou des électrons de valence et, par conséquent, une diminution correspondante de l'affinité de réaction. Le plus souvent, en effet, cette affinité est, à la température ordinaire, très voisine de la chaleur de réaction.

CHIMIE MINÉRALE. — *Bore colloïdal.* Note ([1]) de MM. **Louis Hackspill** et **Jean Cueilleron**, présentée par M. Paul Lebeau.

Deville et Wœhler ([2]) ont préparé, par action du sodium sur l'acide borique, un *bore léger*, qui passait au travers des filtres et restait très longtemps en

---

([2]) R. Potier et R. Daudel, *La Chimie théorique*, p. 77, Paris, 1943.

([1]) Séance du 6 mars 1944.

([2]) *Ann. Chim. Phys.*, 3e série, 3, p. 63.

suspension dans l'eau. Moissan (³) a montré que ce produit ne contient que 50 % de bore et est constitué presque uniquement par du borure de sodium. D'autre part Binet du Jassonneix (⁴) signale que, lors de la purification du bore préparé par la méthode de Moissan, on obtient des particules très fines passant au travers des filtres et pouvant rester quelques jours en suspension dans l'eau.

Nous avons préparé une suspension de bore présentant tous les caractères d'un colloïde, en réduisant le bromure de bore par l'hydrogène dans l'arc électrique à haute fréquence fourni par l'appareil de Beaudoin (1000 volts à 4000 volts; longueur d'onde 600 à 750 mètres).

L'hydrogène fourni par une bouteille d'hydrogène comprimé est purifié par passage sur du cuivre très divisé et de la mousse de platine chauffés. Il est séché dans un piège à air liquide et passe dans un barboteur contenant du bromure de bore dont on augmente la tension de vapeur par chauffage à 50 ou 60°C. Ce barboteur est rempli au moyen d'une vanne à mercure et d'une ampoule. Le mélange d'hydrogène et de vapeur de bromure de bore pénètre dans le ballon où l'arc jaillit entre deux électrodes de tungstène de 6^{mm} de diamètre. Une très fine poussière brune se dépose sur les parois de ce ballon, cependant qu'après condensation de l'excès de bromure, l'hydrogène et l'acide bromhydrique produit par la réaction sont évacués à travers un joint de mercure. Il suffit, après démontage de l'appareil, d'entraîner à l'eau distillée la poussière déposée sur les parois du ballon pour obtenir une suspension colloïdale dont on élimine par filtration quelques rares et peu volumineux morceaux de bore cristallisé. Au cours de la préparation les électrodes de tungstène ne subissent aucune attaque. Il n'en est pas de même pour des électrodes de cuivre ou d'argent qui sont rapidement rongées, même lorsqu'elles sont refroidies par circulation d'eau.

Le rendement en bore colloïdal par rapport au bromure de bore utilisé est de l'ordre de 30 %.

Il ne nous a pas été possible, étant données les dimensions de notre appareil, d'effectuer la réduction du bromure de bore dans un arc en courant continu. Sous 110 volts cet arc semble n'être stable dans l'hydrogène que pour 3 ou 4 ampères au minimum, intensité inadmissible dans notre ballon à cause de la grande conductibilité thermique de l'hydrogène. Il ne nous a pas été non plus possible, même en utilisant une étincelle pilote à haute fréquence, d'obtenir en courant alternatif 50 périodes sous 220 volts un arc de faible intensité stable dans l'hydrogène. Par contre, nous avons constaté en opérant sous 4000 à 8000 volts en courant à 50 périodes avec une intensité de quelques milliampères qu'il n'y a plus formation de bore colloïdal, mais formation sur les électrodes de bore cristallisé.

(³) *Ann. Chim. Phys.*, 7ᵉ série, 6, 1895, p. 296.
(⁴) *Thèse*, Paris, 1909, p. 17.

Par passage de l'effluve dans le mélange d'hydrogène et de vapeur de bromure de bore, il ne semble se produire aucune réaction.

Pour une concentration de 2 à 3^{g} de bore au litre, la suspension de bore colloïdal est opaque et de couleur brun foncé; elle est au contraire transparente et colorée en jaune pour des concentrations plus faibles.

Le sol permet d'observer l'effet Tyndall, il est résoluble à l'ultramicroscope où il montre un mouvement brownien très net; nous n'avons observé aucun phénomène de fluorescence.

Sous l'action du champ électrique, il y a cataphorèse : les micelles se déplacent de la cathode vers l'anode; elles sont donc, du moins pour un pH 6, chargées négativement.

Le sol a une réaction légèrement acide (pH environ 6) due aux acides bromhydrique et borique provenant, lors de la mise en suspension dans l'eau, de l'hydrolyse des vapeurs de bromure de bore adsorbées par le bore. Ces acides sont décelables dans le liquide intermicellaire par réaction sur le nitrate d'argent et sur le papier au curcuma.

Le colloïde est très stable, la floculation ne se produisant ni par une ébullition de quelques minutes, ni par congélation. Il flocule sous l'action des électrolytes, les métaux ayant un pouvoir floculant d'autant plus grand que leur valence est plus élevée. En milieu chlorhydrique, sulfurique ou nitrique la floculation ne se produit que pour un pH d'environ 2; elle se produit en milieu alcalin (soude, potasse ou ammoniaque) pour un pH d'environ 10. Le sol flocule également par action de l'alcool éthylique et de l'acétone. Sa stabilité dépend donc et du degré d'hydratation des micelles et de leur charge électrique. Il y a également floculation après agitation du sol avec le tétrachlorure de carbone, le chloroforme et l'éther.

Le résidu obtenu en évaporant la solution sous vide à la température ordinaire se peptise à nouveau si la dessiccation n'a pas été trop poussée; ceci n'a pas lieu si la dessiccation à froid a été parfaite ou si le sol a été évaporé au bain-marie. Par examen spectrographique de ce résidu nous n'avons pu mettre en évidence outre le bore que des traces de silicium chimiquement indosables.

Par ultracentrifugation du sol à 96000 t : m, on obtient, au bout de quelques instants, un très léger dépôt dont le volume augmente si l'on poursuit l'opération. Cependant, après une heure de traitement, la solution restante est encore très nettement colloïdale. Ceci semble indiquer qu'il existe des micelles de grosseurs très différentes, et c'est pourquoi nous avons jugé inutile de déterminer par numération et dosage la grosseur des particules.

Le spectre de rayons X donné par le résidu obtenu en évaporant le colloïde sous vide, montre une structure cristalline extrêmement fine, caractérisée par 12 raies assez diffuses qui coïncident avec celles du bore cristallisé.

Signalons enfin que la suspension de bore colloïdal est sans action à froid sur

l'hydrogène naissant, qu'il réagit à froid sur le nitrate d'argent, le permanganate de potasse, l'eau oxygénée et l'acide nitrique, et qu'il est sans action sur l'acide fluorhydrique à l'ébullition.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Dérivés du d-glucose possédant un groupement hydroxyle libre en position 4.* Note (1) de MM. **A. Nowakowski** et **Z. Mroczkowski** (2).

Notre but était d'obtenir des matières premières pour la synthèse des bi- et polyholosides au moyen des polyacétylglucoses possédant un groupement hydroxyle libre en position 4. Nous nous sommes servis dans ce but des sucres benzylidènes, car, comme il a été montré dans le travail précédent (3), une migration du groupe acétylique de l'α.1-chloro-2.3.4-triacétyl-*d*-glucose ne se fait point. Nous sommes partis du 4.6-benzylidène-méthyl-*d*-glucoside (4) et avons obtenu par acétylation, à l'aide de l'anhydride acétique et de l'acétate de soude, le 2.3-diacétyl-4.6-benzylidène-α-méthyl-*d*-glucoside (I), corps encore inconnu; F 110°, $[\alpha]_D^{20}$ + 79°,2. Une hydrolyse prudente au moyen de ClH dilué conduit au 2.3-diacétyl-α-méthyl-*d*-glucoside (II), substance huileuse qui possède un pouvoir rotatoire de $[\alpha]_D^{19}$ + 127°,1.

Nous avons entrepris les essais suivants de purification, afin d'obtenir cette substance dans un état aussi pur que possible et si possible cristallin : 1° par tritylation, afin de l'amener sous forme de 2.3-diacétyl-6-trityl-α-méthyl-*d*-glucoside (5). Au moyen de ClH sec, nous avons enlevé le groupe trityl et retrouvé notre substance (II) qui restait encore huileuse. Le pouvoir rotatoire est resté inchangé $[\alpha]_D^{20}$ + 127°,5.

2° Le deuxième essai est basé sur l'épuration du produit dans l'alcool éthylique aqueux à 67 % au moyen de l'analyse chromatographique. Le charbon de sang est utilisé comme adsorbant. Nous l'avons extrait au moyen du chloroforme. Les trois fractions restent sirupeuses et se différencient un peu par leur pouvoir rotatoire s'élevant à $[\alpha]_D^{20}$ + 132°,0.

3° L'épuration de la substance (II) a été finalement conduite par une distillation sous 10^{-3} mm Hg et une température de 115-125°; il en est résulté une poudre blanche hygroscopique de pouvoir rotatoire $[\alpha]_D^{20}$ + 137°,8, qui ne montre aucune tendance à la cristallisation.

Cette distillation sous vide poussé est la meilleure méthode d'épuration du produit, car le pouvoir rotatoire de la substance (II), calculé au moyen de la

(1) Séance du 13 décembre 1943.

(2) Ce travail a été terminé en 1939 et sa publication a été retardée par les événements.

(3) *Comptes rendus*, 218, 1944, pp. 410-412.

(4) K. Freudenberg, H. Toepffer et C. Andersen, *Ber. d. chem. Ges.*, **61**, 1928, p. 1750.

(5) A. Bredereck, *Ber. d. chem. Ges.*, **68**, 1935, p. 777.

composante de la raie β (règle de Hudson), donne la valeur de $[\alpha]_D^{20}$ $+137°,3$. Il est à mentionner qu'autrefois seuls les éthers de sucres étaient distillés et qu'à présent seuls les sucres sont complètement acétylés. La littérature ne fait pas mention de la distillation sous vide des sucres partiellement acétylés. Ceux-ci ne se décomposent pas pendant la distillation. Nous avons mené prudemment l'acétylation du produit (II), purifié par une distillation sous vide, et nous avons obtenu le 2.3.6-triacétyl-*d*-glucoside (III), c'est-à-dire un nouveau produit possédant un groupement hydroxyle libre fixé sur le quatrième atome de carbone. Le groupement hydroxyle primaire de la relation (III) montre ici une plus grande activité, comme le groupement hydroxyle secondaire. Ce produit montre, après distillation sous 10^{-3} mmHg, temp. 110-120°, un pouvoir rotatoire de $[\alpha]_D^{20}$ $+110°,1$ et représente une huile incolore qui ne cristallise pas. La benzoylation de la substance (II) avec le chlorure de benzoyle en milieu pyridinique donne le 2.3-diacétyl-6-benzoyl-α-méthyl-*d*-glucoside (IV) substance jusqu'ici inconnue. Ce corps distille sous 10^{-3} mm Hg, à une température comprise entre 120-130°. C'est une huile incolore, dont le pouvoir rotatoire s'élève à $[\alpha]_D^{20}$ $+102°,6$. Il reste à prouver jusqu'à quel point la règle de Hudson se laisse appliquer aux formes α et β des substances (I), (II) et (III) :

	Trouvé		Calculé
	forme α.	forme β.	forme α.
(I) 2.3-diacétyl-4.6-benzylidène-méthyl-*d*-glucoside.	+ 79,2	−95,2	+ 93,9
(II) 2.3-diacétyl-méthyl-*d*-glucoside................	+137,8	−51,8	+137,3
(III) 2.3.6-triacétyl-méthyl-*d*-glucoside............	+110,0	−59,0	+130,1

Ces mesures de pouvoir rotatoire ont été effectuées dans des solutions chloroformiques. Les différences des pouvoirs rotatoires, calculées d'après la règle de Hudson pour les substances (I) et (III), sont grandes, tandis que, pour la substance (II), la concordance entre l'observation et la théorie est satisfaisante. De grands écarts peuvent être provoqués en partie par le dissolvant. D'après P. Klages et Maurenbrecher [6], ces écarts sont les plus forts dans le chloroforme et les plus faibles dans le benzène.

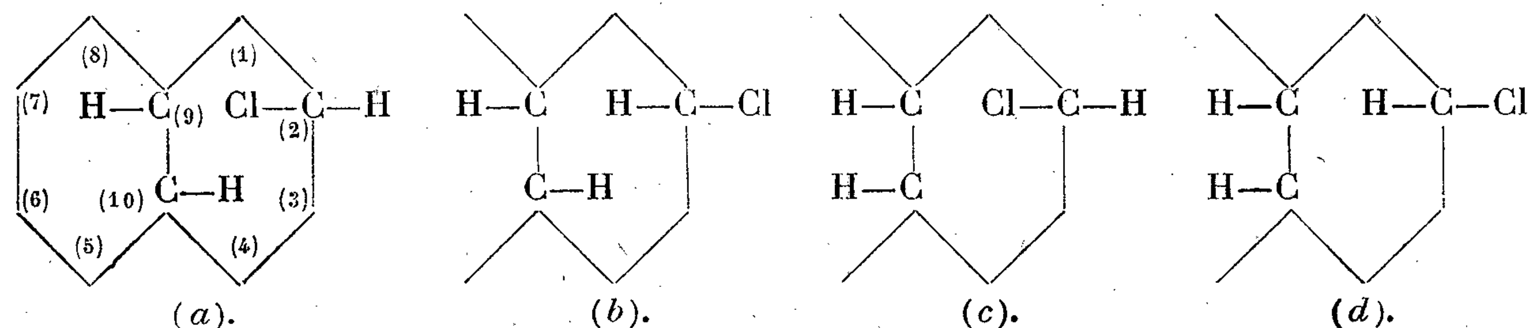
Conclusions. — Il est possible d'obtenir des dérivés du *d*-glucose partiellement acétylés qui possèdent, sur le quatrième atome de carbone, un groupement hydroxyle libre. Ces dérivés des sucres partiellement acétylés seront utilisés de préférence dans la synthèse des di- et polyholosides, car la liaison glucosidique peut être fixée suivant une seule possibilité. Ceci est un avantage pour l'éclaircissement de la constitution des membres inférieurs de la série des homologues de la cellulose et de l'amidon.

---

(6) *Ann. der Chem.*, 535, 1938, p. 175.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les chloro-2 décalines stéréoisomères.* Note de M[lle] **Germaine Cauquil** et M. **Georges Tsatsas**, présentée par M. Marcel Delépine.

Borsche et Lange [1], par chloruration directe de la décaline brute, ont obtenu un mélange de deux chloro-2 décalines, alors que la théorie prévoit quatre stéréoisomères (*a*), (*b*), (*c*), (*d*).



(*a*). (*b*). (*c*). (*d*).

En vue d'obtenir ces composés, nous avons effectué, suivant les conditions indiquées par ces auteurs, la chloruration de la décaline *trans* et de la décaline *cis*, préalablement purifiées par distillation fractionnée. Nous avons constaté que chacun de ces isomères conduit à un mélange de deux chloro-2 décalines : (*a*) et (*b*), dans le cas de la *trans*; (*c*) et (*d*), dans le cas de la *cis*.

Toutefois il nous a été impossible de séparer ces isomères par distillation fractionnée, ce qui tient sans doute à ce que leurs points d'ébullition sont très voisins. Néanmoins, nous avons pu prouver l'existence de ces deux paires de chlorodécalines *cis* et *trans*, en les transformant en les deux paires de décalols *cis* et *trans* correspondants; cette transformation a été réalisée en faisant agir le magnésium en présence d'éther anhydre sur chacun des produits bruts ainsi obtenus et en traitant ensuite par un courant d'oxygène, puis finalement en décomposant par l'eau. La séparation des deux isomères obtenus dans chacune des réactions a été effectuée en passant par les phtalates que l'on sépare par cristallisation dont on régénère chacun des alcools cherchés. Les deux paires d'alcools ont pu être transformées ultérieurement par action de $SOCl^2$ en les deux paires de chlorodécalines correspondantes.

Nous exposerons dans une première partie la chloruration des décalines *trans* et *cis* et la transformation des chlorodécalines obtenues en décalols et en leurs phtalates, et dans une seconde l'obtention des quatre chlorodécalines par estérification des quatre décalols.

I. Chloruration directe de chacune des deux décalines *trans* et *cis*. — 1° *Chloruration de la décaline* trans. — La décaline *trans* a donné un composé monochloré avec un rendement de 30 %, $É_{12}$ 109-110°; D_4^{25} 1,0231; n_D^{25} 1,4939; R. M. trouvée 49,10, calculée pour $C^{10}H^{17}Cl$ 48,85. Après action de l'oxygène sur le dérivé organo-magnésien, on décompose par l'eau et on isole un liquide,

(1) *Ann. der Chem.*, 434, 1923, p. 219.

$É_{13}$ 115-117°, qu'on transforme en phtalate acide; par épuisement à l'éther de pétrole, on sépare 5/6 environ de solide, F 180°, dont la saponification libère le décalol-2, F 75°, et 1/6 de résidu huileux. La saponification du phtalate huileux donne un alcool que l'on purifie définitivement par passage à l'état de paranitrobenzoate, F 100°; puis réduction en paraaminobenzoate dont la saponification conduit au décalol-2 *trans*, F 53°.

Chloruration de la décaline cis. — La décaline *cis* a donné, avec un rendement de 40 %, un liquide $É_{12}$ 112-115°; D_4^{25} 1,0290; n_D^{25} 1,4981; R. M. trouvée 49,16; calculée pour $C^{10}H^{17}Cl$ 48,85.

Pour identifier ce composé nous avons fait réagir l'oxygène sur son dérivé organo-magnésien. On a ainsi un mélange d'alcools, $É_{12}$ 112-114°, qui est transformé en phtalate acide. Le fractionnement dans l'éther de pétrole donne 2/5 d'un phtalate solide, F 153°, et 3/5 d'un phtalate huileux. La saponification du phtalate, F 153°, conduit au décalol-2 *cis*, F 19°, tandis que la saponification du phtalate huileux donne le décalol-2 *cis*, F 105°.

II. Obtention des quatre chloro-2 décalines par estérification chlorhydrique des quatre décalols. — Après une étude systématique des divers procédés d'estérification possibles (PCl^3, ClH en tube scellé, SO^2Cl) [2], nous nous sommes arrêtés à l'action du chlorure de thionyle sur le décalol pur, ce procédé nous donnant l'ester correspondant, exempt d'isomère, avec le meilleur rendement.

Nous avons ainsi obtenu les quatre chloro-2 décalines suivantes :

Chloro-2 décaline cis (9-10) à partir du décalol *cis* F 105°, $É_{13}$ 113-114°; D_4^{14} 1,0360; n_D^{14} 1,50357; R. M. trouvée 49,30; calculée pour $C^{10}H^{17}Cl$ 48,85.

Chloro-2 décaline cis (9-10) à partir du décalol *cis* F 19°, D_4^{16} 1,0295°; n_D^{16} 1,50034; R. M. trouvée 49,33.

Chloro-2 décaline trans (9-10) à partir du décalol *trans* F 75°, $É_{13}$ 108-109°; D_4^{16} 1,0242; n_D^{16} 1,4926; R. M. trouvée 48,92.

Chloro-2 décaline trans (9-10) à partir du décalol *trans* F 53°, $É_{13}$ 109-110°; D_4^{16} 1,0384; n_D^{16} 1,4960; R. M. trouvée 50,85.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'acide méthylpyruvique : son obtention à partir de l'anhydride méthyloxalacétique*. Note de M. **Jean Schreiber**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans le but d'étudier la condensation du cyanure de benzyle avec l'acide méthylpyruvique, comme nous l'avons déjà fait dans le cas de l'acide pyruvique [1], nous avons recherché un moyen commode d'obtention de cet acide cétonique.

---

(2) Mlle G. Cauquil et Inamura, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 7, 1940, p. 660.

(1) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 353.

Nous avons à cet effet utilisé la méthode préconisée dès 1887 par Wislicenus et Arnold [2] basée sur la décomposition de l'ester éthylique de l'acide méthyloxalacétique sous l'influence de l'acide sulfurique dilué, et constaté que dans ce procédé l'on se heurtait à des difficultés d'isolement de l'acide cétonique; en effet, les acides homopyruviques sont très solubles dans l'eau jusqu'au terme en C^6, et l'extraction au moyen de l'éther est longue et très incomplète comme l'avait d'ailleurs justement remarqué M. Locquin [3].

L'hydrolyse par l'acide chlorhydrique concentré à chaud conduit au même résultat avec les mêmes inconvénients. Nous avons essayé l'action de l'acide chlorhydrique concentré à froid qui dans le cas de l'ester oxalacétique donne de bons résultats [4], mais l'ester méthyloxalacétique n'est pas miscible à l'acide concentré et l'hydrolyse n'a pas lieu.

Nous avons alors songé à utiliser l'acide sulfurique concentré et froid et avons opéré dans les conditions suivantes : à une partie d'ester méthyloxalacétique, nous ajoutons une partie d'acide sulfurique à 93 %; le mélange est homogène; on l'abandonne 48 heures à la température de 15-20°; il se forme un volumineux précipité cristallin au sein de la solution; on le recueille sur filtre d'Iéna, on essore et lave au chloroforme anhydre.

Le corps ainsi obtenu est bien cristallisé en paillettes, on peut le purifier par dissolution dans le benzène chaud d'où il cristallise par refroidissement; un simple lavage au chloroforme conduit à un corps très pur, le point de fusion étant identique à celui obtenu cristallisé dans le benzène. Rendement 60 %.

Il fond à 113° avec décomposition; il est très soluble dans l'eau, l'alcool, l'acétone, l'acide acétique; insoluble dans le chloroforme anhydre, dans le benzène à froid et l'éther de pétrole. Il donne en solution alcoolique ou aqueuse une intense coloration rouge violacé avec le perchlorure de fer.

Ce composé est l'anhydride méthyloxalacétique

$$\begin{array}{l} CH^3-CH-CO \\ \quad\;\; | \qquad\quad \rangle O \\ \quad CO-CO \end{array} \text{(P.M. 128)};$$

il présente un caractère très acide et est titrable par la soude N/10 en présence de phénolphtaléine; cependant le virage n'est particulièrement net que lorsqu'on effectue le dosage par retour; il se comporte comme un diacide : nous donnons à titre indicatif deux résultats obtenus par titrage alcalimétrique; le poids moléculaire ainsi déterminé correspond à celui de l'anhydride;

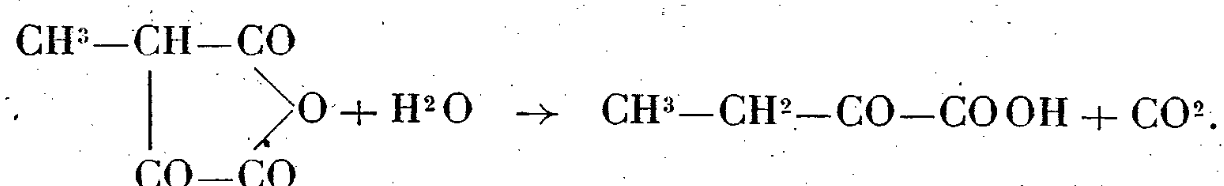
$$\text{Pesée : } 0^g{,}137 \text{ HONa N/10 absorbée} = 21^{cm^3}{,}6, \qquad \text{P. M.} = \frac{1370 \times 2}{21{,}6} = 127;$$

$$\text{» : } 0^g{,}160 \text{ HONa N/10 absorbée} = 24^{cm^3}{,}9, \qquad \text{P. M.} = \frac{1600 \times 2}{24{,}9} = 128{,}5.$$

(2) *Ber. d. chem. Ges.*, **20**, 1887, p. 3394.
(3) *Bull. Soc. chim. Fr.*, **31**, 1904, pp. 1146-1147.
(4) Simon, *Comptes rendus*, **137**, 1903, p. 855.

Cet anhydride présente des analogies avec l'anhydride phényloxymaléique obtenu par M. J. Bougault ([5]) par action de l'acide sulfurique concentré sur l'ester cyané $C^6H^5-CH(CN)-CO-COOC^2H^5$; par contre, soigneusement purifié, il paraît plus stable que ce dernier.

L'isolement de cet anhydride nous a permis d'accéder à l'acide méthylpyruvique dans de bonnes conditions. En effet, dissous dans l'eau et chauffé à 70° au bain-marie, l'anhydride se transforme quantitativement en acide méthylpyruvique avec dégagement de CO^2 suivant l'équation



$$\begin{matrix} CH^3-CH-CO \\ | \quad\quad \rangle O \\ CO-CO \end{matrix} + H^2O \rightarrow CH^3-CH^2-CO-COOH + CO^2.$$

Pour vérifier cette réaction nous avons déterminé par titration l'acidité résiduelle de la solution aqueuse de ce corps après chauffage et cessation de dégagement gazeux. Les chiffres suivants précisent la réalité de la réaction :

Pesée : 0,119 dissous dans 20^{cm^3} d'eau, chauffés une demi-heure au bain-marie à 80°; HONa N/10 absorbée en présence de phénolphtaléine $9^{cm^3},4$; acide méthylpyruvique trouvé 0,0958; calculé 0,0948.

Pesée : 0,269, même traitement : HONa N/10 absorbée $21^{cm^3},27$, acide méthylpyruvique trouvé 0,217; calculé 0,214.

Nous avons réalisé l'obtention de l'acide méthylpyruvique à partir de l'anhydride méthyloxalacétique dans les conditions suivantes : 30^g d'anhydride sont dissous dans 30^g d'eau, la solution est portée au bain-marie à 80° jusqu'à cessation d'effervescence; après refroidissement, on épuise avec de l'éther, on sèche sur chlorure de calcium; l'éther étant chassé, on procède à la distillation dans le vide; la partie passant à 84° sous 20^{mm} constitue l'acide méthylpyruvique pur qui cristallise en partie; F 31°,5. Le rendement est de 76 % à partir de l'anhydride méthyloxalacétique, soit supérieur à 20 % à partir du propionate d'éthyle.

Conclusion. — L'ester méthyloxalacétique est hydrolysé par l'acide sulfurique concentré et donne avec un rendement de 60 % l'anhydride méthyloxalacétique; ce dernier est décomposé en solution aqueuse et donne avec un rendement de 76 % l'acide méthylpyruvique.

GÉOLOGIE. — *Les glissements post-tectoniques dans le Jura et leur rôle dans les interprétations structurales.* Note ([1]) de M. **Louis Glangeaud**, présentée par M. Emmanuel de Margerie.

Les Services des Ponts et Chaussées, sous la direction de M. l'Ingénieur en Chef Mesnager, ayant effectué d'importants travaux dans la chaîne du Jura,

([5]) *Comptes rendus*, 162, 1916, p. 760; Mlle Leroy, *Thèse Doctorat en Pharmacie*, Paris, 1932.

([1]) Séance du 27 décembre 1943.

j'ai pu examiner de nombreux cas de glissements actuels et anciens. Les différents types que j'ai étudiés appartiennent aux catégories suivantes :

a. Écoulement d'une masse argileuse imbibée d'eau formant de véritables coulées argileuses; phénomène très fréquent dans les argiles triasiques (région de Salins); liasiques (R. N. 437, à l'E et à l'O de Vaufrey, E du Mont-Mouron, 500^{m} au sud de Laissey); oxfordiennes (1^{km} à l'O de St-Hippolyte, vallée du Dessoubre, route de la Cendrée dans la cluse de Biaufond etc.); crétacées (lac de St-Point près des Granges-Neuves); tertiaires (à 2^{km},200 au nord du hameau de La Rivière, dans la Valserine). *b. Glissement en masse et plissement*, d'une couverture souple bien stratifiée (synclinal de Morteau). *c. Flambage (flexure) d'un banc calcaire*, à la suite de l'écoulement de son substratum argileux (coteau au SE de Valentigney, gorge du Doubs, près du Saut-du-Doubs). *d. Glissement de panneaux calcaires* sur le flanc d'une vallée (700^{m} au SW de Laissey, lac des Brenets, rochers du Capucin au S de Mouthier). *e. Cisaillement du flanc d'un anticlinal déversé et glissement* du panneau sur le synclinal situé au-dessous (val de Chézery). *f. Redressement de couches calcaires*, entraînées dans un paquet de couches argileuses (flanc NW du Mont-Poupet, près d'Ivrey).

Chaque type de glissement présente un mécanisme particulier, qui sera étudié ailleurs. Nous ne décrirons ici que deux exemples.

1° *Couverture décollée de l'anticlinal du Tantillon (Morteau).* — Les coupes publiées du synclinal de Morteau figurent sur son flanc NW, les unes, une discordance (Jaccard 1870), les autres, une faille (Jaccard 1894). Il existe bien une discordance entre la couverture crétacée et les calcaires portlandiens; mais ainsi que l'avait fort bien prévu M. E. de Margerie (2), il n'y a là qu'un simple contact mécanique. La coupe de la tranchée de la Brasserie de Morteau permet d'interpréter le phénomène. Les couches crétacées y dessinent un anticlinal, encadré de deux synclinaux sur un espace de 250^{m}. A leur extrémité NW, les calcaires et marnes du Crétacé inférieur viennent buter obliquement sur les calcaires portlandiens très redressés (70 à 90°), formant le flanc SE de l'anticlinal de Tantillon.

Après surrection, la couverture crétacée occupant le synclinal de Morteau a dû rester sensiblement immobile, par contre, celle située au sommet de l'anticlinal a glissé d'environ 700^{m} vers le SE. Ce mouvement a provoqué le plissement de la bande intermédiaire sur laquelle est bâtie la ville de Morteau. La dissymétrie du synclinal a donc été fortement augmentée à la suite du glissement de son flanc NW. Ainsi, s'explique cette anomalie, qui correspond à la *Collapse structure* d'Harrisson et Falcon.

2° *Dans la Valserine, l'important décollement du Val de Chézery* a été décrit

---

(2) *Le Jura*, 2, *Mém. Serv. Carte, géol. France*, 1936, pp. 892-897.

avec précision par M. H. Vincienne (³), qui l'a interprété comme caractérisant une *deuxième phase de plissement*. Les grands écoulements d'argile qui se sont produits à 2^{km},200 au N-NE du hameau de La Rivière, ont mis à nu le flanc sud de l'anticlinal déversé du Reculet. J'ai trouvé dans cette dernière région le Sénonien et la mollasse tertiaire, avec gypse et lignite qui, comme au Vernay, occupent l'axe du synclinal de Chézery (⁴). La lame de glissement reconnue, plus au S, par M. Vincienne, n'existe donc pas en ce point.

L'étude du phénomène actuel de glissement dans le territoire situé entre la Valserine et le point 1591,10, permet de reconstituer le mécanisme du chevauchement. Après surrection et déversement de l'anticlinal du Reculet sur le synclinal de Chézery, ce dernier commença à être déblayé. La poussée du flanc déversé de l'anticlinal n'étant plus compensée, il se produisit une rupture au point d'inflexion supérieur par suite de la traction existant à l'extrados de la masse. Après cisaillement le panneau supérieur calcaire de l'anticlinal glissa sur le synclinal. Les calculs de M. Goguel (⁵) montrent qu'une hauteur de quelques dizaines de mètres suffit pour le déclenchement de la déformation sans intervention de poussées orogéniques. On peut voir l'amorce de ce phénomène se produire au nord du lambeau de décollement du Vallon de Chaz. Un mécanisme analogue serait peut-être à l'origine de l'énorme éboulement, étudié au sud du Hameau de La Rivière par Xénie de Tsytovitch (⁶).

Les cas de glissements actuels et anciens que je viens de citer sont dus *uniquement à l'action de la pesanteur*, après cessation des poussées orogéniques. Le rôle des glissements ne se limite pas à cette *phase d'ajustement post-tectonique*. Il est vraisemblable que des phénomènes analogues se sont aussi produits au cours de l'érosion tertiaire du Jura où nous pouvons, en l'état actuel de nos connaissances, admettre les phases suivantes : 1° phase de préparation d'âge secondaire avec différenciation d'unités profondes; 2° phase de dislocation, délimitant des voussoirs; 3° phase d'érosion, de basculement et de distension, accompagnée, par place, de plissements locaux; 4° poussée paroxysmale ayant provoqué les plissements principaux; 5° ajustements post-tectoniques (compensations isostatiques et glissements).

Au cours des 2ᵉ, 3ᵉ et 5ᵉ phases, des glissements, distensions et flambage purent se produire. Les lambeaux décollés au cours des 2ᵉ et 3ᵉ phases ont pu être *pincés* dans les plis postérieurs, ce qui permettrait d'expliquer les nombreuses anomalies de détail que l'on observe notamment dans le faisceau bisontin et dans son prolongement *la faille-pli* de la vallée du Doubs, jusqu'aux environs de Baume-les-Dames.

(³) *Revue de Géographie physique et Géologie dynamique*, 5, 1932, pp. 233-241, pl. XXV.

(⁴) Collet et Parejas, *C. R. Soc. phys. et Hist. nat. Genève*, 3 déc. 1935, **42**, III, 1925, pp. 148-151.

(⁵) *Mémoire, Carte géol. France*, 1943, p. 345.

(⁶) *Arch. Sc. phys. et nat. Genève*, **30**, 1910, pp. 67-182 et 165-196.

OCÉANOGRAPHIE. — *Sur la nature du sédiment marin appelé* tangue. Note de MM. **Jacques Bourcart, Jean Jacquet** et **Claude Francis-Bœuf.**

Les dépôts littoraux des côtes de l'Atlantique Nord sont : 1° des *sables* (1) où prédominent les éléments terrigènes, essentiellement le quartz, associés à une proportion plus ou moins grande de débris de coquilles littorales; 2° les *vases*, où les éléments terrigènes sont d'un plus petit ordre de dimension (surtout des poudres) et sont associés à un liant organique (2) avec des éléments d'origine planktonique; enfin des *sables vaseux* et des *vases sableuses*, termes intermédiaires entre les deux premiers. Dans la baie du Mont-Saint-Michel, dans celle des Veys et dans quelques autres anses des côtes bretonnes, se dépose une formation tout à fait différente : la *tangue*, qui, jusqu'à présent a été assez mal définie.

Elle est essentiellement calcaire (de 35 à 75 %) et de couleur gris argent. Dans la baie du Mont-Saint-Michel, les débris calcaires proviennent tous de la pulvérisation de squelettes d'animaux (et jamais des roches des régions avoisinantes du continent qui sont uniquement des schistes et des roches ignées). Au microscope, on y reconnaît toujours des débris de coquilles de Lamellibranches, fréquemment attaquées par des végétaux inférieurs perforants. Dans la plupart des cas, contrairement à une opinion largement répandue, ces débris sont en faible quantité. D'autres éléments : fragments de Bryozoaires, Foraminifères [dont une liste a été publiée par Tanquerel des Planches (3)] et surtout spicules d'Éponges calcaires en forment alors au contraire l'essentiel. Ils proviennent d'une zone ne découvrant jamais que l'on peut fixer entre —10 et —30^{mm} de profondeur. En revanche, nous n'avons jamais observé d'Algues calcaires (*Lithothamnium* ou Corallines). Des spicules d'Éponges siliceuses, des frustules de Diatomées fixées ou planktoniques [dont une étude très récente vient d'être faite par Frémy et Jacquet (4)], enfin des écailles de Poissons leur sont associées, mais en moindre quantité que dans les *sables vaseux*. Les autres éléments planktoniques, que l'on rencontre toujours dans la vase, notamment les Silicoflagellés, les Coccolites, les Diatomées du genre *Chætoceros*, semblent manquer.

Cette analyse montre que la partie calcaire de la tangue provient du large de la baie, où elle est amenée par des courants *se dirigeant vers la côte et érodant en profondeur*. Les cartes lithologiques de Thoulet permettent d'ailleurs de

(1) Jacques Bourcart, *Bull. Soc. Géol. de Fr.*, 5e série, **11**, 1941, pp. 117-153.

(2) Jacques Bourcart et Claude Francis-Bœuf, *Actualités Sc. et Industrielles*, n° 927, Paris, 1942.

(3) R. Tanquerel des Planches, *Rev. de l'Avranchin.*, **22**, 136, 1927, pp. 133-139.

(4) Pierre Frémy et Jean Jacquet, *Bull. Soc. Lin. de Norm.*, 9e série, **4**, février 1944.

préciser les gisements d'origine de certains des organismes trouvés dans la *tangue* à l'état de débris.

La fraction minérale de la *tangue* se compose surtout de quartz et de biotite. L'origine pourrait en être soit continentale, soit marine. Mais si l'on isole au bromoforme les éléments lourds et rares, comme Mlle S. Duplaix a bien voulu le faire pour nous, on constate que la dominante est donnée par l'association amphibole-épidote qu'Edelmann et ses collaborateurs ([5]) considèrent comme caractéristique du fond de la Manche et *d'origine rhénane*. Il est donc vraisemblable qu'une grande partie de la fraction minérale est aussi apportée du large par les courants profonds ([6]).

Du point de vue granulométrique, les tangues sont aussi bien des *sables* (éléments dominants $< 2^{mm}$ et $> 0^{mm},02$) que des poudres (éléments dominants $< 0^{mm},02$ et $> 0^{mm},002$) avec tous les mélanges de ces deux phases. D'une façon très générale, leur granulométrie diminue du large vers la côte. Elle est minima dans le fond des grands estuaires (Sée, Sélune, Couesnon).

Les fractions précolloïdale et colloïdale y jouent toujours un très faible rôle : peu d'humus, peu de fer, très peu de sels solubles adsorbés (chlorures, sulfates) ou de sulfures. Par là, les tangues les plus fines se distinguent des vases où le complexe colloïdal ferro-humique joue un rôle capital.

Mais la caractéristique des dépôts de tangue qui les éloigne beaucoup des sables est de s'accumuler en *strates* régulières (en prenant ce mot dans son sens le plus étroit, c'est-à-dire en couches séparées par un intervalle ou *joint* béant). Leur dimension est de l'ordre de 2^{mm}. L'examen d'une strate individuelle montre qu'elle est formée de matériaux de granulométrie décroissante vers le haut. Cette disposition se traduit en coupe, par une zone claire (à granulométrie grossière) et une zone sombre (à granulométrie fine). La surface même est constituée par une *pellicule* formée de particules très fines, de la dimension des poudres ou des précolloïdes (de l'ordre du μ) ou même par de vrais colloïdes. Sur la surface de la tangue, sont collés des paillettes de biotite, des fragments végétaux, des frustules de diatomées (*éléments habituels de l'écume qui en se déposant forme cette pellicule*) et même, comme au Bec d'Andaine, des Hydraires flottés, de sorte que les dépôts de tangue y prennent l'aspect de schistes à Graptolithes. La stratification résiste au temps. Elle est surtout observable sur les tranches verticales des *herbus* ou des petites buttes-témoins de quelque 50^{cm} de haut, isolés par les courants.

([5]) *In* J. A. Baak, *Thèse*, Wageningen, 1936.

([6]) Les alluvions anciennes de la Sélune nous ont au contraire montré une association de minéraux lourds où dominent la tourmaline, l'anatase, le zircon et aussi l'andalousite et la sillimanite (minéraux des roches métamorphiques).

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *Anatomie comparée de la feuille carpellaire du* Cycas circinalis *et des écailles du cône des Pinacées. Ses conséquences pour la phylogénie des Gymnospermes.* Note de M. **Édouard Boureau**, présentée par M. Louis Blaringhem.

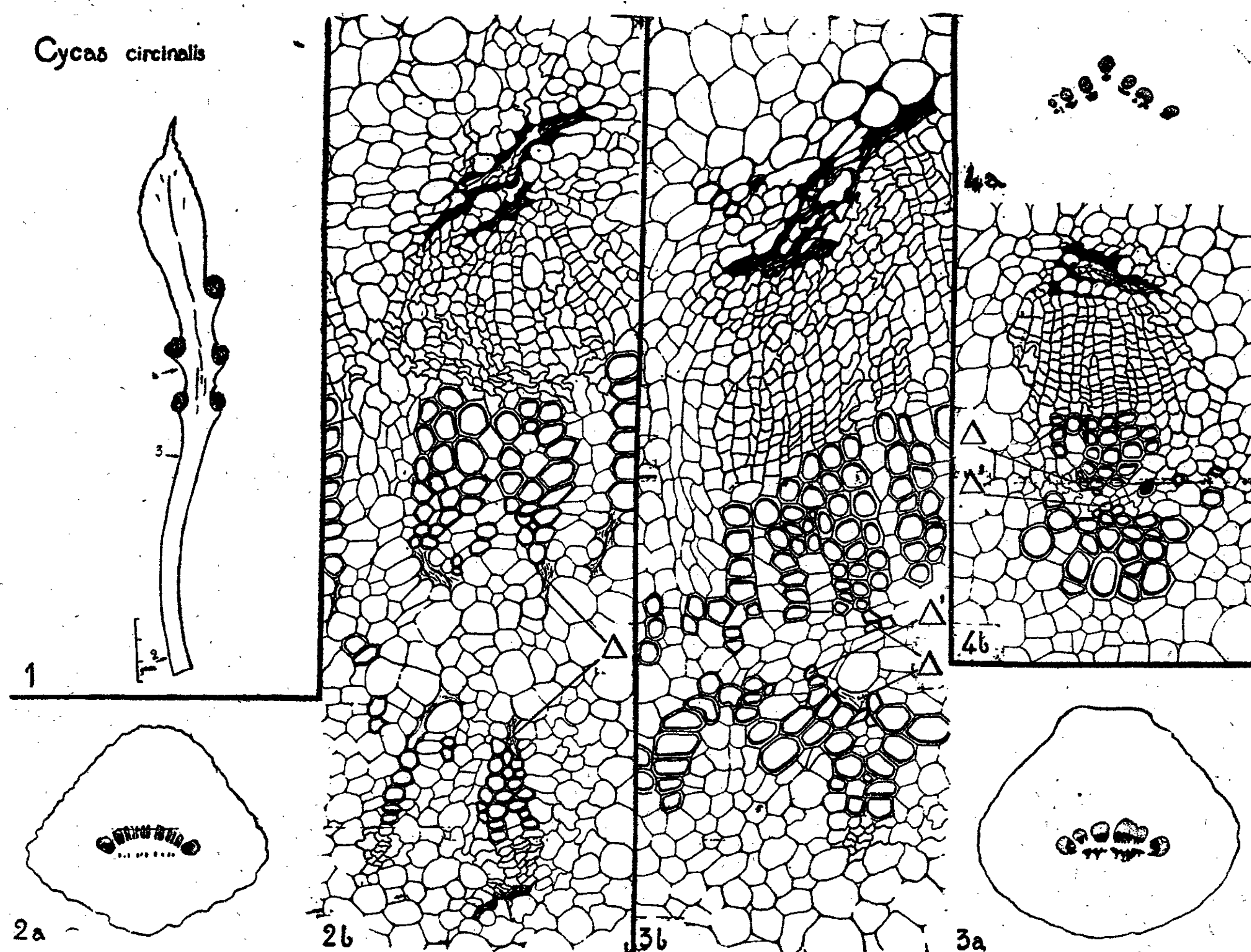
1. Dans la série des Pinacées, on considère habituellement qu'initialement il y a indépendance complète de la bractée-mère et de l'écaille séminale (Abiétées), puisque, chez les groupes plus évolués (Taxodiées), on assiste à la soudure partielle de ces deux éléments. Dans d'autres groupes, tels les Araucariées et les Cupressées, on pense que l'écaille unique résulte de la soudure de deux écailles, car on trouve deux groupes de faisceaux libéroligneux à différenciation inverse. Certains auteurs font même entrer les genres *Araucaria* et *Agathis* dans la famille des Cupressées parce que, dans les deux cas, il y aurait soudure complète des deux écailles, prouvée par la présence de faisceaux inversés.

2. Or, chez le *Cycas circinalis*, à organisation nettement plus primitive, on trouve également, dans la partie inférieure de la feuille ovulifère, deux lignes de faisceaux libéroligneux à différenciation superposée et inversés (*fig.* 2 *b*). Plus haut, les vaisseaux de xylème superposé secondaire, inversés, sont prolongés par la portion centripète primaire des faisceaux mésarches typiques des feuilles de Cycadées (*fig.* 3 et 4). Les feuilles fertiles de *Cycas circinalis* acquièrent donc, dans leur partie basale, une structure en continuité avec celle que l'on observe dans la racine et dans la tige, rappelant dans cette région, la structure des Gymnospermes supérieures et des Angiospermes.

3. On ne saurait considérer la feuille ovulifère du *Cycas circinalis* comme résultant de la coalescence de deux organes distincts à l'origine, mais bien comme une structure primitive donnant en premier lieu, par division longitudinale, celle que l'on observe chez les Abiétées; l'évolution se serait traduite ensuite, dans la série des Pinacées, par la coalescence de deux organes devenus distincts; passant par la structure intermédiaire des Taxodiées, elle aurait enfin abouti à la structure des Cupressées que l'on s'accorde à considérer comme des Conifères évoluées. Par contre la présence de faisceaux inversés dans l'écaille unique des Araucariées serait un caractère primitif. Issues d'un ancêtre commun, mais rapidement distinctes, la branche Araucarienne et la branche évolutive des autres Pinacées ont évolué de façon indépendante; la première aurait donné les genres *Walchia*, *Araucaria* et *Agathis* dans lesquels l'écaille ovulifère est restée simple et où les faisceaux libéroligneux inversés sont primitifs; ce dernier caractère s'ajoute alors à d'autres caractères primitifs importants déjà constatés chez l'*Araucaria* : dans la plantule, larges cotylédons plurinervés, comme chez les Cycadées et dans les vaisseaux du bois, disposition des aréoles en séries multiples, comme chez *Heterangium*.

Il en résulte que l'on ne peut plus grouper les Araucariées et les Cupressées

d'après les faisceaux inversés de leur écaille séminale, structure primitive chez les premiers et vraisemblablement dérivée chez les seconds, et ceci confirme



Les figures 2 *b*, 3 *b*, 4 *b* sont des portions des figures 2 *a*, 3 *a* et 4 *a* représentant, en coupe transversale les faisceaux libéroligneux de la feuille carpellaire (*fig.* 1), aux niveaux 2, 3 et 4. Δ, premiers vaisseaux résorbés du xylème secondaire, centrifuge et superposé au phloème secondaire; Δ′, premiers vaisseaux délignifiés du xylème primaire centripète. En s'élevant dans la feuille, on remarque l'extinction du phloème secondaire des faisceaux libéroligneux inversés et l'arrivée des vaisseaux de bois primaire centripète qui se substituent progressivement aux vaisseaux de bois secondaire inversés.

l'hypothèse selon laquelle le cône femelle des Conifères est non pas une inflorescence, un chaton, dans lequel chaque écaille est une fleur femelle, mais bien une seule fleur dans laquelle chaque écaille ou groupe de deux écailles représente un carpelle.

Enfin, l'accélération basifuge, qui se manifeste nettement dans la racine et la tige, dépasse la base des feuilles où habituellement, dans la feuille stérile, l'ontogénie recommence [1]. Les Cycas sont des espèces de transition entre les formes filicéennes, où l'ontogénie recommence à chaque phyllorhize, et les formes de plantes supérieures, où l'accélération basifuge se manifeste en croissant de la pointe de la racine à l'extrémité des feuilles; le faisceau mésarche foliaire est en régression et tend à être éliminé du plan anatomique primitif des végétaux vasculaires.

---

[1] Ed. Boureau, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 702.

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Processus de dédifférenciation dans le développement de racines adventives. I. Phénomènes histologiques.* Note (¹) de M. **Roger Buvat**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Des phénomènes de dédifférenciation de cellules végétales adultes peuvent être provoqués par des influences expérimentales diverses (bouturage, action de l'hétéroauxine, cultures de tissus, développement de tumeurs etc). Ils peuvent également se produire spontanément au cours du développement normal de beaucoup de plantes, dans certaines circonstances dont les principales sont la naissance de radicelles ou de racines adventives.

Nous avons étudié la formation spontanée de racines adventives le long des entrenœuds de la tige de *Lycopersicum esculentum*, et nous l'avons comparée au développement de telles racines, provoqué expérimentalement, soit en traitant des entrenœuds de plantes entières par un tampon d'ouate maintenu humide, soit en faisant des *boutures* de tiges. Dans les trois cas, l'étude histologique préliminaire a montré que les racines naissent aux dépens des mêmes tissus; ce sont, de l'extérieur vers l'intérieur de la tige : le tissu collenchymateux de l'écorce moyenne, le parenchyme cortical interne, l'endoderme, le péricycle et divers types cellulaires du liber.

Ces divers tissus se composent de cellules parvenues à l'état de maturité. A part certaines cellules du parenchyme libérien, toutes sont très riches en chloroplastes et élaborent de l'amidon. Au cours de leurs remaniements, elles perdent les caractères de spécialisation qu'elles présentent dans la tige et se redifférencient soit en tissus divers de racines, soit en tissus accessoires de la jeune ébauche. Toutes subissent donc une *dédifférenciation*, plus ou moins profonde selon les tissus dont elles faisaient partie.

L'édification prochaine d'une ébauche radiculaire s'annonce en effet par des divisions répétées de quelques cellules du *péricycle*. Elles donnent naissance à un massif de petites cellules isodiamétriques, disposées sans ordre et formant un ensemble homogène. Ce massif s'accroît, tant par la prolifération de ses propres éléments que par l'adjonction d'autres cellules provenant du liber, dont la prolifération suit de peu celle des éléments péricycliques.

Bientôt, le massif de petites cellules devient hétérogène; une *polarité* s'y manifeste par suite de l'orientation des mitoses et par des processus d'élongation cellulaire. En effet les cellules du massif situées du côté interne de la tige s'allongent dans le sens radial (*fig.* 1) et se divisent *transversalement* : ainsi se différencient des files cellulaires radiales (*fig.* 2) qui forment la *région basale* de l'ébauche, dont la plupart des cellules dérivent donc du liber. Du côté opposé, les cloisonnements s'orientent perpendiculairement à la surface

(¹) Séance du 24 janvier 1944.

du massif, et des assises cellulaires hémisphériques, concentriques, s'édifient *peu à peu* (*fig.* 2), formant la *région apicale* de l'ébauche, qui dérive donc des cellules péricycliques. Toutefois il reste toujours au centre de cette région un petit massif de cellules qui se divisent dans toutes les directions. Cet îlot représente le massif des initiales méristématiques (*fig.* 2).

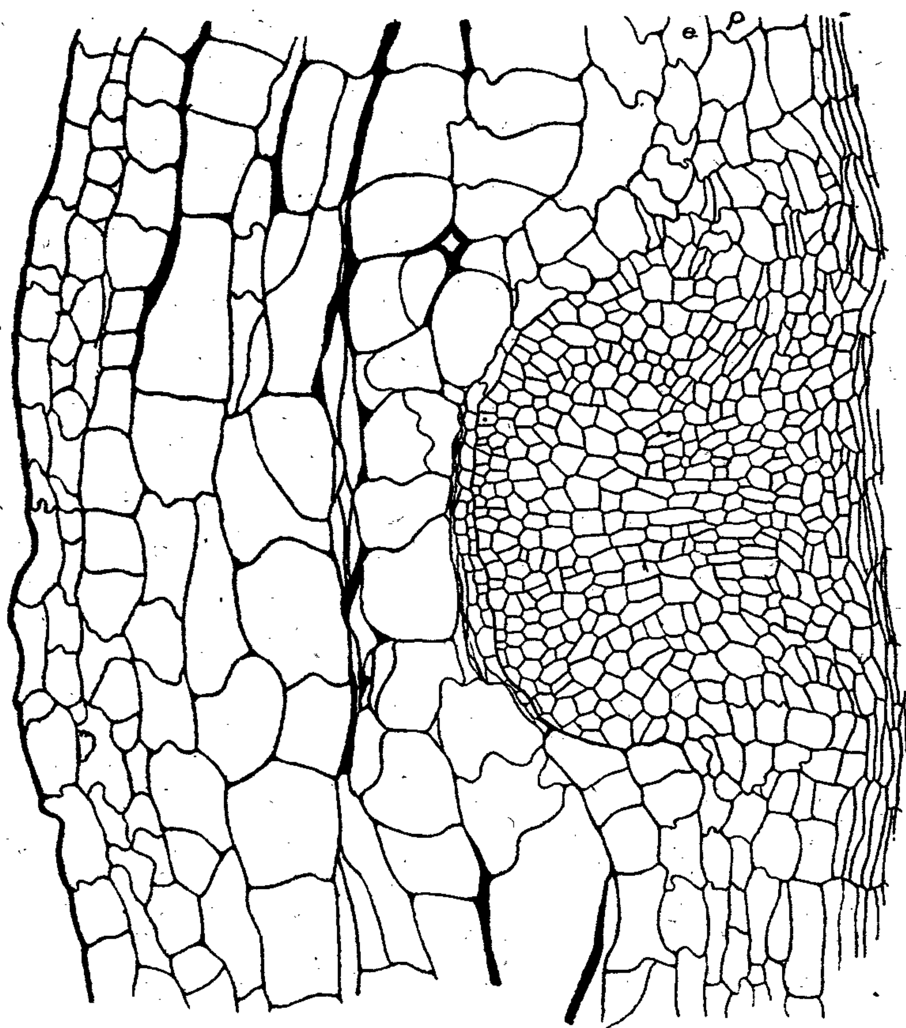


Fig. 1.

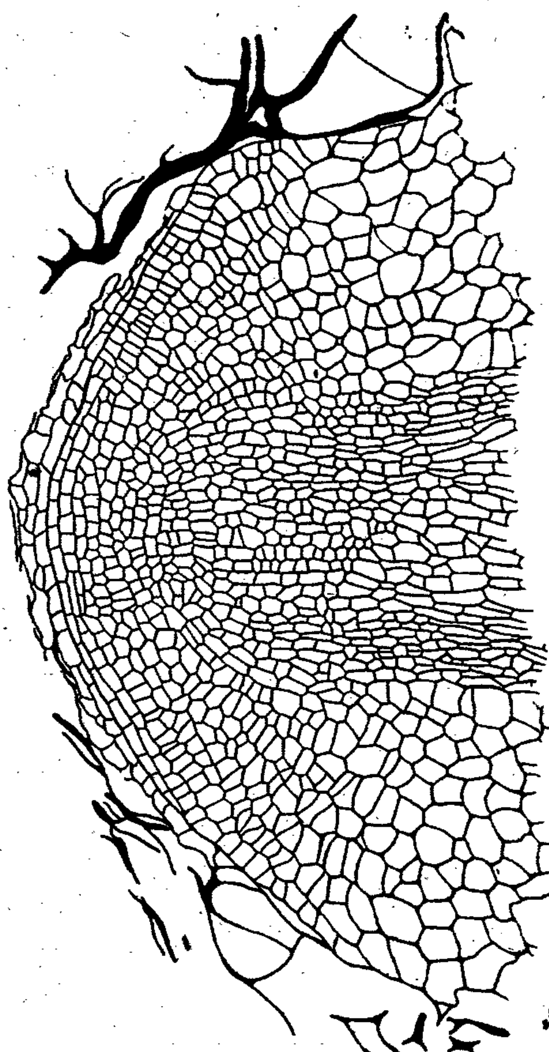


Fig. 2.

Au cours de ces processus, les tubes criblés restent passifs, mais les cellules-compagnes prolifèrent et forment des cordons de petites cellules d'aspect méristématique, qui contribuent à édifier les tissus conducteurs de l'ébauche.

Enfin les remaniements atteignent des cellules corticales. L'endoderme prolifère et constitue au-dessus de la pointe méristématique un manchon de petites cellules protectrices. Les cellules collenchymateuses de l'écorce moyenne, très allongées, se divisent transversalement et forment un massif de grandes cellules isodiamétriques. Ce tissu, moins résistant que le collenchyme primitif, sera défoncé par la jeune racine adventive. Entre le collenchyme et l'endoderme, les cellules du parenchyme cortical interne subissent quelques mitoses, mais elles sont bientôt écrasées, lors de l'accroissement du massif néoformé.

En résumé, cette étude histologique montre que de nombreuses catégories de cellules de la tige de Tomate, bien que parvenues à l'état de maturité, sont capables de se remettre à proliférer, de perdre les caractères de leur spécialisation première et de se redifférencier dans des voies nouvelles. Ce sont les cellules péricycliques qui retournent le plus profondément vers l'état indifférencié, en donnant naissance aux initiales du méristème radiculaire, à poten-

tialités étendues. Les cellules des autres tissus intéressés (liber, endoderme, collenchyme, écorce interne) subissent des régressions moins poussées. Enfin, l'édification de la structure méristématique normale est très *progressive* et *l'organisation de l'ébauche* se manifeste seulement *au delà des initiales méristématiques*, celles-ci étant disposées *sans ordre apparent*.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la biologie et le chimisme d'un Lichen* (Usnea barbata *Web.*). Note de M[me] **Cécile Sosa-Bourdouil**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Le fonctionnement biologique de l'association Algue-Champignon, telle qu'elle existe dans les Lichens, est peu connu, et ce que l'on en suppose est soumis à discussion.

L'analyse chimique des diverses parties du Lichen, anatomiquement distinctes est susceptible de nous renseigner sur ce fonctionnement. Il serait utile, à ces fins, de séparer l'Algue du Champignon, mais une séparation de quantités suffisantes pour l'analyse offre de grandes difficultés. Nous avons seulement isolé, dans le cas d'*Usnea barbata*, la partie corticale correspondant à la couche mêlée d'Algues de la partie centrale provenant uniquement du Champignon orienté et formée d'un axe homogène qui soutient l'ensemble; cette partie a un chimisme très différent de la première comme nous allons le montrer.

Les résultats exprimés en grammes sont rapportés à 100^g de lichen contenant de 12,4 à 13,3 % d'eau. La teneur en azote d'un thalle est de 0,73 %, chiffre relativement bas dans l'échelle des valeurs de la plupart des organes des plantes. Nous avons trouvé pour la zone corticale une teneur de 1,10 % et pour le filament central une teneur de 0,27 %. La zone externe, directement en contact avec le milieu, apparaît donc, de beaucoup, la plus riche en azote. Nous apportons plus loin d'autres faits qui prouvent que cette zone est le siège principal de l'activité chimique du Lichen.

La proportion de N soluble dans l'acide trichloracétique (correspondant à l'azote non protidique) est de 18 % du N total pour la zone corticale et de 40 % pour le filament central.

Nous avons recherché s'il y avait une relation entre la surface externe du thalle et la teneur en azote. L'analyse séparée, sur une même touffe, des régions âgées du thalle proches du pied et des filaments jeunes, par l'extrémité desquels s'effectue la croissance, nous a donné les résultats suivants (on a calculé, pour une comparaison plus précise, le poids de Lichen par unité de longueur en mg/cm) :

Thalle.	Poids / Longueur.	Poids z. corticale / Poids filament.	Teneur en N %. Thalle.	Teneur en N %. Z. corticale.
1. Près des extrémités.......	0,378	1,00	1,18	1,60
2. Près du pied.............	4,02	4,77	0,73	0,97

Si l'on calcule, d'après les poids par unité de longueur, le rapport des surfaces S assimilées à celles de cylindres, en supposant des densités égales, on trouve $S_1/S_2 = 3,36$. Le rapport des teneurs en N est de 1,18/0,73, soit 1,61, c'est-à-dire à peu près la moitié du rapport des surfaces. Si l'on envisage le rapport relatif aux zones corticales, on trouve 1,65, c'est-à-dire une proportion encore plus concordante. On peut donc dire que la teneur en N est fonction de la surface en contact avec le milieu extérieur.

L'analyse des apothécies donne une valeur assez voisine de celle du thalle (0,87 contre 0,73). Si l'on détache des apothécies la zone verte inférieure de la partie supérieure blanchâtre, on trouve 0,79 pour la première et 0,85 pour la seconde. Cette dernière région non chlorophyllienne, mais qui prépare les organes reproducteurs du Champignon, a donc une richesse en N proche de celle qui englobe les gonidies.

D'autre part la teneur en phosphore des apothécies est nettement supérieure à celle du thalle (0,136 % de P contre 0,042 et 0,093 pour le thalle); chez ce dernier, la première valeur est relative à la région voisine du pied, la deuxième à celle voisine des extrémités en voie de croissance. La répartition du phosphore suit donc celle des régions biologiquement actives de la reproduction et de la croissance.

Revenons aux filaments. La proportion des cendres est dans la zone corticale (1,82 %) plus de quatre fois celle de la zone axiale (0,38 %). L'étude de l'activité diastasique de ces deux dernières zones souligne les différences importantes qui existent entre elles : nous avons étudié quelques glucidases.

Les zones corticales et internes sont séparées et broyées; 20^{cm^3} de solution glucidique à 1 % (sauf le saccharose à 2 %) sont mis en présence de $0^g,05$ de lichen à 30° pendant 64 heures. Le sucre réducteur formé est dosé suivant la méthode de G. Bertrand. Dans ces conditions on obtient une quantité de sucre réducteur formé correspondant dans la zone corticale à 10^{mg} pour la lichénine; nulle pour la cellulose et l'amidon; 244^{mg} pour le saccharose; 19^{mg} pour le salicoside; $19^{mg},7$ pour le tréhalose et 20^{mg} pour le maltose. Dans la zone axiale, on a obtenu des chiffres voisins de zéro pour toutes ces substances, sauf pour le tréhalose (7^{mg}). Nous avons retrouvé dans les apothécies les mêmes diastases que dans le thalle. Le pouvoir oxydant, vis-à-vis de l'acide ascorbique des deux zones du thalle et des apothécies, est notable; en 15 minutes, $0^g,05$ de matériel agissant sur $2^{cm^3},5$ d'acide ascorbique (160^{γ} par cm^3) en détruit 22 % dans le cas de la zone centrale et 33 % dans le cas de la zone corticale (extrémités).

Ainsi, pour les actions diastasiques étudiées, la zone corticale se trouve nettement plus active que la région axiale. Dans cette dernière, sauf pour la tréhalase, la présence des autres diastases est douteuse ou nulle dans les conditions envisagées. Dans la région corticale, on remarque l'activité très notable de la saccharase, et l'on peut conclure à la présence de lichénase, de tréhalase, de β-glucosidase et de maltase.

En résumé, l'activité chimique d'*Usnea barbata* apparaît, comme l'on pouvait s'y attendre d'après le mode de vie du Lichen, surtout localisée dans la zone corticale englobant les gonidies; donc en rapport direct avec le milieu, dans les régions de croissance active et dans les organes de la reproduction.

BIOGÉOGRAPHIE. — *Évolution forestière comparée de l'Aubrac et du Cézallier au Postglaciaire*. Note de M. **Georges Lemée**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Les massifs d'Aubrac et du Cézallier, le premier au Sud-Est, le second au Nord-Est du Cantal, sont des plateaux basaltiques de faible relief, burinés par les glaciers quaternaires. Leur altitude, partout supérieure à 1000^m, culmine à 1470^m pour l'Aubrac, 1555 pour le Cézallier. L'un et l'autre sont voués à une économie pastorale de plus en plus exclusive qui a réduit la forêt primitive à quelques hêtraies de faible superficie. Cependant l'Aubrac est plus méridional que le Cézallier, dont il est séparé par une distance de 40^{km}; il est en outre isolé du massif du Cantal par la profonde coupure de la Truyère, tandis que le plateau du Cézallier passe insensiblement aux planèzes du Cantal et des Monts Dore. Nons avons recherché dans quelle mesure ces ressemblances et ces différences géographiques ont influé sur l'évolution forestière des deux massifs.

Cette évolution a été reconstituée par l'examen pollinique de quatre tourbières du Cézallier (Jassy, la Noue-Basse, Marcenat, Landeyrat) et de six tourbières d'Aubrac (Puy d'Aubraguette, Roche-Canillac, Mont-Redorte, lac des Salhiens, Moussous, Mayonave). On peut y distinguer les cinq phases forestières suivantes :

1° On retrouve au fond des plus anciennes tourbières la phase préboréale générale à Pins, Bouleaux et Saules; seulement dans l'Aubrac, plus méridional, le Chêne et le Noisetier sont représentés par quelques pollens dès cette phase.

2° La phase suivante, à Noisetier et chênaie mixte (Chêne dominant, Orme et Tilleul subordonnés), présente un net maximum du Noisetier à son début (jusqu'à 230 % des autres pollens à la Roche-Canillac). La proportion pollinique du Pin s'abaisse partout à moins de 10 % dans le Cézallier. Elle est également réduite à moins de 10 % en moyenne sur la ligne de faîte de l'Aubrac, vers 1350^m d'altitude, mais elle passe à 30 % 15^{km} à l'Est, à 1200^m d'altitude (Mont-Redorte), pour retomber à 10 % dans le Haut-Gévaudan granitique vers 1000^m (environs d'Aumont). Ces observations permettent de supposer l'existence en Aubrac d'un horizon riche en Pin sylvestre vers 1200^m à l'époque de la chênaie mixte, horizon que l'on retrouve à la même altitude dans les Monts Dore ([1]).

3° L'apparition de pollens de Sapin, puis de Hêtre, est suivie de l'établis-

---

([1]) G. Lemée, *Rev. Sc. nat. d'Auvergne*, 8, 1942, p. 107.

sement de la phase à Hêtre et Sapin. Mais les proportions polliniques des deux essences montagnardes varient sensiblement d'un point à l'autre. Dans le Cézallier, le Sapin prend de plus en plus d'importance du Nord au Sud, alors qu'à Jassy, localité la plus septentrionale, le Sapin est représenté polliniquement trois fois moins que le Hêtre; à la tourbière de Landeyrat, la plus méridionale étudiée, il est en moyenne six fois plus abondant. Cette proportion de Sapin croissante avec la proximité du Cantal suggère une colonisation du Cézallier à partir des sapinières cantaliennes, encore importantes aujourd'hui, colonisation facilitée par la contiguïté des planèzes cantaliennes et du Cézallier. En Aubrac au contraire, le Sapin est partout demeuré subordonné au Hêtre; or, l'Aubrac est séparé du Cantal et des surfaces continues d'altitude supérieure à 1000^m n'existent qu'à l'Est, le reliant au Palais-du-Roi, extrémité sud de la Margeride; mais ces hautes surfaces granitiques ont constamment été très pauvres en Sapins (observations inédites). Actuellement on ne connaît qu'une station spontanée du Sapin sur l'Aubrac comme sur le Cézallier, mais si pour le premier cette pauvreté est l'héritage du passé, pour le second il en est différemment.

4° La plupart des tourbières étudiées ont cessé leur croissance au cours de la phase à Hêtre et Sapin; dans trois tourbières d'Aubrac qui ont maintenu leur activité, on observe une phase plus récente dominée par le pollen de Chêne, le Hêtre ayant régressé et le Sapin presque disparu. Cette modification est amenée par le déboisement de la région.

5° Un peu après le Chêne, le Pin sylvestre entre en progression pollinique, surclassant finalement celui-ci pour établir une phase récente et actuelle à Pin, Chêne et Hêtre.

Cette succession des phases forestières est identique sur tous les massifs étudiés du Plateau central. Mais des différences quantitatives communiquent à chacun une évolution forestière originale. Ces particularités sont dues la plupart aux différences de latitude. Le Noisetier et le Chêne sont représentés par quelques pollens dès la plus ancienne phase, à Pins et Bouleaux, en Aubrac et sur le Lozère, alors qu'ils font encore défaut dans cette même phase plus au Nord; ces deux essences étaient probablement réfugiées au Sud du Massif Central au cours de la dernière glaciation et l'ont colonisé en remontant vers le Nord. L'apparition plus tardive du Tilleul semble à peu près simultanée sur tous les massifs, mais sa proportion dans la chênaie mixte augmente régulièrement du Sud au Nord, le climat devenant plus favorable aux espèces médio-européennes. Au contraire, du Sud au Nord, le pourcentage du Pin sylvestre, espèce xérophile, diminue pendant les phases de la chênaie mixte et du Hêtre-Sapin; les deux essences montagnardes, Sapin, puis Hêtre, apparaissent à l'état de pollens isolés de plus en plus tardivement, et l'établissement de la hêtraie-sapinière aux dépens de la chênaie mixte, progressif au Sud, devient brusque dans les Monts Dore. Ces observations étayent l'hypothèse

d'un peuplement du Massif Central par le Hêtre et le Sapin du Sud vers le Nord.

A ces nuances introduites par des différences de latitude s'ajoutent des particularités dues au degré d'isolement géographique des massifs et qui n'apparaissent qu'avec l'établissement de l'étage de végétation montagnard à Hêtre et Sapin, la proportion relative de ces deux essences variant beaucoup d'un massif à l'autre. L'Aubrac et le Cézallier montrent de telles particularités, que nous avons décrites plus haut.

ENTOMOLOGIE APPLIQUÉE. — *Attaque des tubercules de Pomme de terre par le Doryphore.* Note de M. **René Herpin**, présentée par M. Maurice Caullery.

Au cours de mes recherches sur le Doryphore, j'avais été frappé par le fait que les Insectes parfaits, récemment sortis de leur sommeil hivernal, ne font pas de dégâts appréciables aux feuilles des Pommes de terre. Il me semblait singulier qu'aux approches de la ponte et à la suite de la diapause hivernale, ils n'éprouvent pas le besoin d'une nourriture plus intense. L'observation suivante suggère une explication.

Le 7 août dernier, M. Figon, instituteur à Lingreville (Manche), me signalait qu'ayant arraché des Pommes de terre et ayant laissé pendant une nuit ses tubercules sur le sol, afin qu'ils se débarrassent de la terre adhérente, il avait constaté que beaucoup avaient été attaqués et creusés d'une excavation d'un centimètre et plus de profondeur. Dans quelques-unes de ces cavités, il avait trouvé un Doryphore, et il me le fit effectivement constater.

Comme la présence du Doryphore pouvait être accidentelle et que cette attaque pouvait être mise sur le compte de Limaces ou d'autres animaux, je prélevai un petit tubercule non attaqué et quelques insectes parfaits.

Rentré à Cherbourg, j'installai le tout dans une cage d'élevage, en y joignant un tubercule *sec* de ma provision familiale. Le lendemain *le tubercule frais avait été attaqué, mais non l'autre.*

Il paraît assez peu probable que, durant l'époque de la végétation, les Doryphores adultes s'attaquent aux tubercules situés dans le sol, sauf peut-être dans le cas d'une diapause estivale, circonstance qui ne paraît pas se produire en basse Normandie, où le climat est humide. Par contre, il pourrait se faire que, pendant l'hibernation, tout au moins lors des périodes de temps doux, si fréquentes sur les côtes du Cotentin, les Insectes parfaits se nourrissent des petits tubercules abandonnés dans le sol. Il semble devoir en être ainsi, en fin d'été, sur la côte nord du Cotentin, où par suite de la précocité des variétés cultivées, l'insecte s'enterre dès le début de septembre, parfois même en août, non par suite du froid ou de la sécheresse, causes reconnues de la diapause, mais par le fait de la disparition de Pommes de terre en état de végétation.

RADIOBIOLOGIE. — *Action de différentes radiations ionisantes sur la levure* Saccharomyces ellipsoïdeus. Note (¹) de MM. **Marcel Frilley** et **Raymond Latarjet**, présentée par M. Frédéric Joliot.

La plupart des microorganismes unicellulaires, soumis à des rayonnements ionisants, donnent des courbes de survie exponentielles indiquant qu'un seul impact ($n = 1$) suffit pour arrêter leur division. Certaines cellules, comme les levures, font exception en exigeant un certain nombre $n > 1$ d'impacts ([2]), et l'on s'est fréquemment demandé s'il s'agit alors de n impacts dans une même cible, ou de l'impact dans n zones cellulaires sensibles distinctes. Pour répondre à cette question, nous avons irradié la levure *S. ellipsoïdeus* avec des rayons X de différentes longueurs d'onde et avec les rayons α du polonium, dans des conditions techniques *identiques* qu'un travail précédent a précisées ([3]), et nous avons comparé les courbes de survie obtenues. La lésion prise pour test était la mort différée (M. D.), telle qu'elle a été définie par Lacassagne.

Nous avons employé : 1° les raies K du Cu ($\lambda K_\alpha = 1{,}54$ Å) ([3]); 2° les raies L de Ag ($\lambda L_\alpha = 4{,}15$ Å); 3° les raies K de Al ($\lambda K_\alpha = 8{,}33$ Å); 4° les rayons α d'une source de polonium, préparée et mesurée par P. Bonét-Maury, dont l'intensité a varié de 1960 à 1800 U. E. S. Les irradiations avec ces trois derniers rayonnements ont été faites avec un matériel analogue à celui décrit par Holweck ([4]). Les numérations ont porté sur un total de 38000 colonies ou individus. L'écart standard de probabilité sur le pourcentage N/N_0 de survivants est toujours resté inférieur à 1,8. Sur les graphiques ci-contre ont été tracées les courbes théoriques de survie pour $n = 2$, et les résultats expérimentaux figurés par des traits dont la longueur correspond à l'écart standard.

1° Dans les quatre cas les points expérimentaux se placent sur les courbes $n = 2$. Le nombre n est donc indépendant de la densité d'ionisation le long de la trajectoire de la particule ionisante (α ou photoélectron). Cette indépendance ne peut s'expliquer que par l'obligation d'atteindre, dans la cellule, n zones sensibles (2 en l'occurrence) pour que la M. D. se produise. Dans l'hypothèse contraire d'une seule cible exigeant plusieurs impacts, n serait nécessairement plus petit pour les rayons α (l'intervalle des paires d'ions étant

---

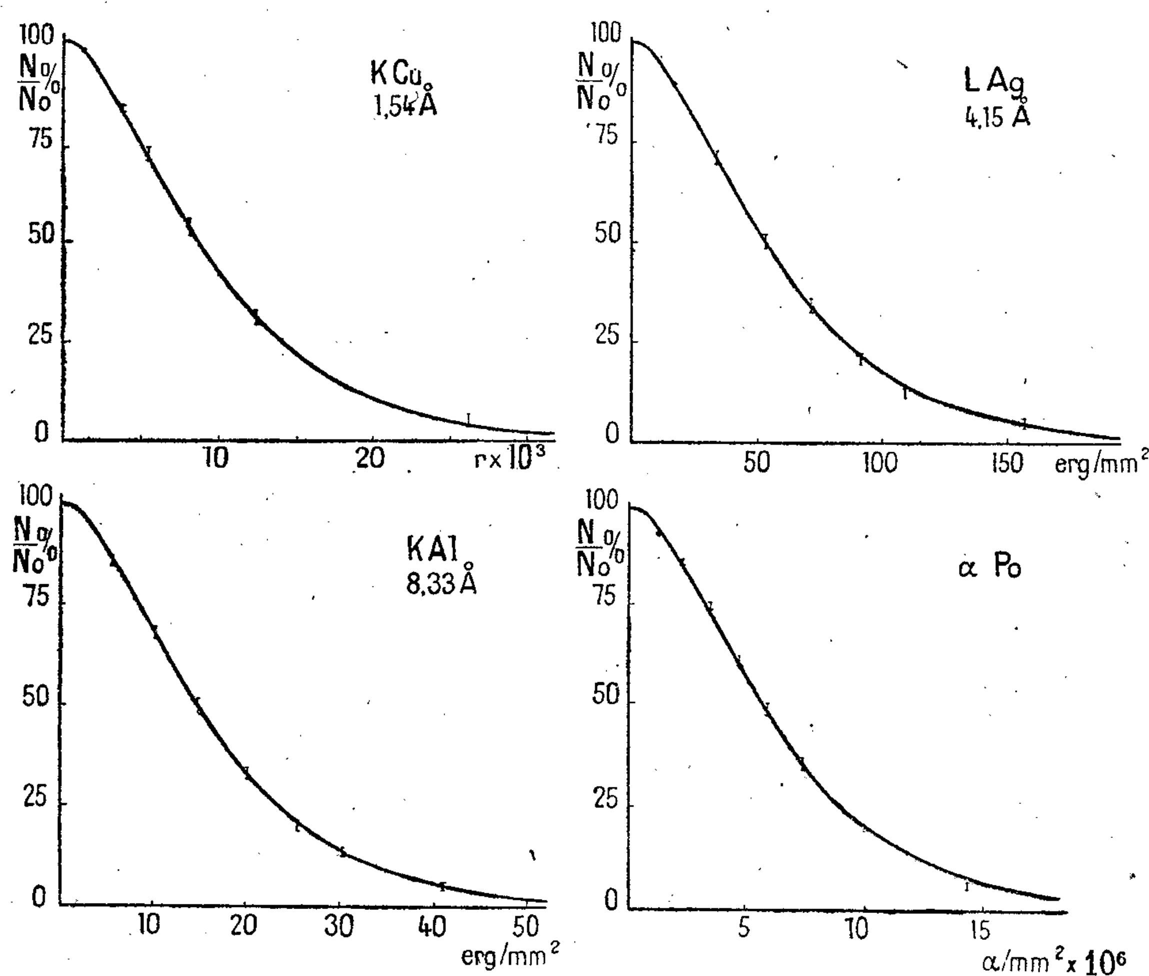
(¹) Séance du 28 février 1944.

(²) F. Holweck et A. Lacassagne, *C. R. Soc. Biol.*, 103, 1930, p. 766; R. Wyckoff et B. Luyet, *Radiology*, 17, 1931, p. 1171; R. Glocker, H. Langendorff et A. Reuss, *Strahlentherapie*, 46, 1933, p. 517. Par suite de l'aptitude de la levure à réparer la lésion responsable de la M. D., les conditions de culture et de numération influencent les résultats quantitatifs et expliquent les écarts que l'on relève entre les valeurs de n obtenues par ces auteurs. Nos résultats peuvent être comparés à ceux de Holweck et Lacassagne après 16 heures d'incubation, et sont en bon accord avec eux.

(³) R. Latarjet, *Ann. Inst. Pasteur*, 70, 1944 (sous presse).

(⁴) *Radiophysiologie*, 3, 1934, p. 235.

beaucoup plus petit) que pour les rayons X. Avec une radiation U.V. de 5 eV, l'un de nous a trouvé, dans les mêmes conditions techniques, $n = 10\text{-}12$, soit



une énergie utilisée de 50-60 eV qui correspond à celle de deux ionisations [2]. *Avec les rayons ionisants, une seule paire d'ions créée dans chacune des deux zones sensibles serait donc suffisante.* La réaction photochimique primaire dans chaque zone serait ici la même que chez les cellules pour lesquelles $n = 1$, bactéries par exemple, ce qui est conforme à l'unité de structure que l'on attribue aux nucléoprotéides des diverses espèces cellulaires.

2° La valeur de n étant la même dans les quatre cas étudiés, on peut comparer les énergies mises en jeu pour produire les lésions. Le tableau ci-dessous donne les valeurs correspondant à un taux de lésions de 50 % (dose $D_{0,5}$). L'énergie absorbée varie peu d'un rayonnement à l'autre. Elle est la même pour 1,54 et 4,15 Å; les valeurs trouvées pour 8,33 Å et pour les rayons α sont plus élevées; les études de Wyckoff [5] et de Lea, Haines et Coulson [6] sur *B. coli* ont donné des résultats analogues.

	Dose $D_{0,5}$			
Rayonnement.	incidente.	absorbée (ergs/μ^3).	n.	Intervalle moyen des paires d'ions.
1,54 Å	9000 r	$0{,}8.10^{-6}$	2	7,5 mμ
4,15 Å	57 ergs/mm²	0,8 »	2	2,8
8,33 Å	15 »	1,7 »	2	1,2
α du Po	$5{,}46.10^6\,\alpha$/mm²	1,33 »	2	0,25
2537 Å (²)	700 ergs/mm²	175 »	10-12	–

(⁵) *J. exp. Med.*, **52**, 1930, p. 769.

(⁶) *Proc. Roy. Soc.*, **120**, 1936, p. 47; **123**, 1938, p. 1; *J. Hyg.*, **40**, 1940, p. 162.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude de la croissance de certaines bactéries sur les antipodes optiques de l'arabinose*. Note de M. **Jacques Nicolle**, transmise par M. Maurice de Broglie.

Au cours de recherches sur les applications de la symétrie en chimie biologique, j'ai été amené à employer les antipodes optiques de l'arabinose ([1]) comme source carbonée pour diverses bactéries. Le milieu synthétique de culture utilisé comportait ([2]) :

	g	
Sulfate d'ammoniaque	0,75	2 % du mélange citrate ferrique et chlorure de calcium ([2]).
Phosphate monopotassique	13,60	
Chlorure de potassium	0,50	
Sulfate de magnésium	0,05	
Acide nicotinique	0,01	
Eau bidistillée sur pyrex	1000$^{cm^3}$	

La concentration en arabinose *d* et *l* était de 6.10^{-3} g/cm³, pH 7,6, dans des tubes de 5^{cm^3} de milieu synthétique. L'ensemencement était effectué avec des bactéries cultivées sur gélose et prélevées pendant la phase logarithmique de croissance. J'ai travaillé avec les onze cultures suivantes : *B. Coli*, *B. Proteus*, *B. Friedländer*, *B. Typhi-Murium*, *B. Gärtner*, *B. Para* B, *B. Eberth*, *B. Pyocyanique*, *B. Subtilis*, *B. Shiga*, *B. Flexner* ([3]). La température de l'étuve était de 37° C.

Résultats. — *Moyennes de plusieurs expériences.*

	Cultures.	Temps de croissance complète sur β.*l*-arabinose.	Temps de croissance complète sur β.*d*-arabinose.	Différence de temps.	Rapport de temps.
	Onze témoins	0	0		
A.	1° *Coli*	12 h	132 h	120	11,0
	2° *B. Gärtner*	12	132	120	11,0
	3° *Para B*	12	132	120	11,0
	4° *T. Murium*	12	130	118	10,8
	5° *Friedländer*	12	84	72	7,0
B.	6° *Flexner*	24	0		
	7° *Subtilis*	84	0		
C.	8° *Proteus*	0	132		
D.	9° *Eberth*	0	0		
	10° *Shiga*	0	0		
	11° *Pyocyanique*	0	0		

n h indique que la culture est complètement poussée au bout de *n* heures.
0 indique que la culture n'a pas poussé du tout. Les onze témoins étaient composés du milieu synthétique sans source carbonée.

([1]) Produits de la Maison Hoffmann-La Roche, Paris.
([2]) A. Lwoff, F. Nitti et Mme J. Tréfouël, *Ann. Institut Pasteur Paris*, 67, 1941, p. 177.
([3]) Souches de l'Institut Pasteur de Paris.

Nous voyons donc que sur les onze cultures employées :

1° 3 n'ont pas poussé du tout dans les conditions de l'expérience.

2° Sur les 8 qui ont poussé normalement, 5 ont attaqué les deux antipodes optiques, mais avec *une grande différence de vitesse* entre les deux inverses de l'arabinose, puisque le rapport de temps a varié de 7 à 11.

3° Une culture a attaqué seulement l'antipode droit.

4° Deux cultures ont attaqué seulement l'antipode gauche.

La méthode employée ne peut prétendre à une grande précision. J'ai seulement voulu mettre bien en évidence le fait que certaines bactéries peuvent utiliser parfaitement les deux inverses optiques, mais avec des vitesses très différentes.

Je signale également que j'ai pu employer, pour d'autres expériences, comme source carbonée (pour *B. Coli*, *B. Para* B, *B. Typhi-Murium*, *B. Friedländer*) l'acide (l) ascorbique, qui est plus souvent étudié comme vitamine C (transporteur d'hydrogène). Nous avons donc deux corps de la série l qui sont utilisables par les bactéries. Il faut ajouter que le d-arabinose, le l-arabinose, l'acide $l(+)$ ascorbique se trouvent tous dans la nature.

J'attends les résultats d'expériences plus précises et réalisées avec de nouvelles souches microbiennes et de nouvelles sources carbonées pour présenter de nouvelles remarques sur ce sujet.

A 15h45m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 15h55m.

L. B.

ERRATA.

(Séance du 4 juin 1941.)

Note de M. *Marc Krasner*. La caractérisation des hypergroupes de classes et le problème de Schreier dans ces hypergroupes.

Page 948, ligne 28 à page 949, ligne 12 :

Le théorème II et le résultat entre parenthèses qui le suit sont inexacts; *contre-exemple :* soit $g_r^{(p)}$ ($p \neq 2$ premier, r, $2 \leqq r \leqq p$, entier) le p-groupe abélien ($\gamma_1, \gamma_2, \ldots, \gamma_{r-1}, \gamma_r = \gamma^\star$) de rang r et d'exposant p. Soient $G_r^{(p)}$ et $G_r^{\star(p)}$ les extensions d'indice p de $g_r^{(p)}$ engendrés sur $g_r^{(p)}$ par un élément σ tel que $\sigma^p = 1$ respectivement $\gamma^\star$ et que, dans les deux cas, on ait, pour tout i, $1 \leqq i < r$, $\gamma_i^\sigma = \gamma_i \gamma_{i+1}$ et $\gamma^{\star\sigma} = \gamma^\star$; si $\overline{g}_r^{(p)} = (\sigma_1, \sigma_2, \ldots, \sigma_{r-1})$, tous les $2p - 2$ hypergroupes quotients droits $G_r^{(p)}/\overline{g}_r^{(p)}$ et $G_r^{\star(p)}/\overline{g}_r^{(p)}$ ($2 \leqq r \leqq p$) sont iso-

morphes, et tous les $(G_r^{(p)}, \overline{g}_r^{(p)})$ et $(G_r^{\star(p)}, \overline{g}_r^{(p)})$ $(2 \leq r \leq p)$ sont des représentations irréductibles distinctes (en nombre $2p-2$) d'un même hypergroupe D d'ordre fini.

Page 949, lignes 21-22 :

Au lieu de Soient $(G, \overline{G})$ *et* $(g, \overline{g})$ *des* (dans le cas où h et H sont d'ordre fini, on peut écrire *les*) *représentations irréductibles de* H *et de* h.

Lire Soit $(G, \overline{G})$ *une représentation irréductible de* H, *m étant le produit des ordres de* H *et de* h, *soit* $(g, \overline{g})$ *une représentation de h telle que,* $\overline{g}_0$ *étant le plus grand sous-groupe de g invariant dans g* [autrement dit $(g/g_0, \overline{g}/\overline{g}_0)$ étant une représentation irréductible de h], $\overline{g}_0$ *n'ait d'autres facteurs simples que* g/g_0 (*facteur simple* signifie un quotient de deux termes successifs d'une suite de composition, pris à isomorphisme près), *et avec des multiplicités qui ne soient pas plus que m* — 2 *fois plus grandes que les multiplicités de mêmes facteurs dans* g/g_0.

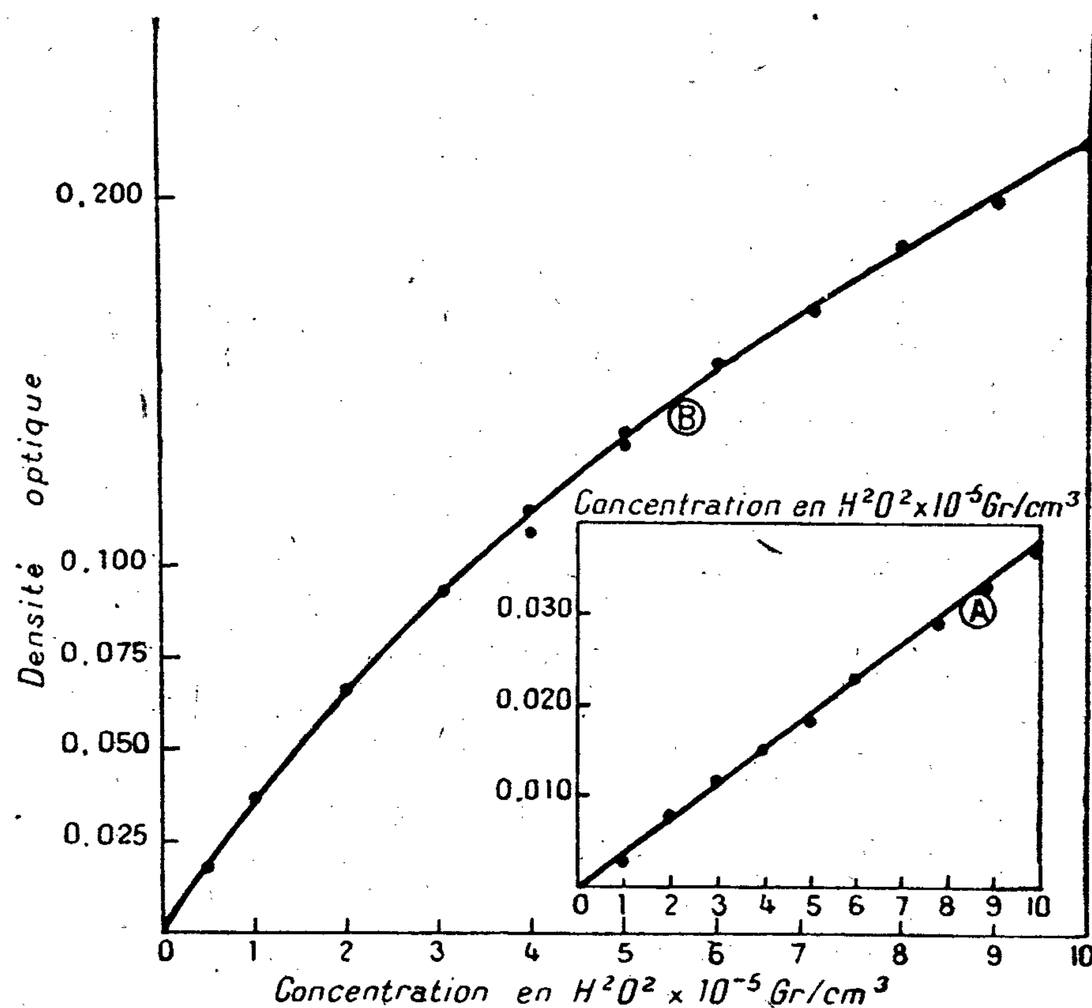
Dans l'énoncé du théorème III remplacer partout le signe ⊕ par le signe ×.

(Séance du 17 janvier 1944.)

Note de M. *Paul Bonét-Maury*, Titrage photocolorimétrique de faibles quantités d'eau oxygénée.

Page 118, remplacer le graphique, inséré par erreur, par le suivant :

Lumière bleue : écran Wratten n° 38.
Épaisseur liquide 1 cm.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 20 MARS 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Secrétaire perpétuel** dépose sur le bureau de l'Académie le Tome soixante-sixième (deuxième série) des *Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de France.*

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur la réduction du problème des trois corps à un système différentiel d'ordre* 6. Note de M. **Jean Chazy**.

Supposons le centre de gravité fixe à l'origine des coordonnées. Le problème des trois corps se réduit à un système différentiel d'ordre 12, qu'on a mis de différentes façons sous la forme canonique, et qui, admettant l'intégrale des forces vives et les trois intégrales des aires, se réduit à un système d'ordre 8. Comme ni les douze équations canoniques, ni ces quatre intégrales ne contiennent explicitement le temps, l'intégration de ce système d'ordre 8 se ramène à l'intégration d'un système d'ordre 7 et à une quadrature qui détermine le temps. En fait le problème des trois corps admet une réduction plus complète : il se ramène à l'intégration d'un système différentiel d'ordre 6 et à deux quadratures. Je veux le démontrer ici par un calcul analogue au calcul classique de Poincaré, mais plus intuitif.

Adoptons les notations [1] de Poincaré avec une retouche concernant les masses. Considérons le mouvement du deuxième corps B, de masse m_2, par rapport au premier A, de masse m_1, et le mouvement du troisième corps C, de masse m_3, par rapport au centre de gravité D des deux corps A et B. Les éléments osculateurs canoniques correspondant à l'instant t à ces deux mouvements relatifs, supposés elliptiques, sont définis par les formules

$$\mu = f(m_1+m_2),\qquad L=\sqrt{\mu a},\qquad G=\sqrt{\mu a(1-e^2)},\qquad \Theta = G\cos i,$$
$$l = nt + l_0,\qquad g = \varpi - \theta,\ \theta,$$
$$\mu' = f(m_1+m_2+m_3),\qquad L'=\sqrt{\mu' a'},\qquad G'=\sqrt{\mu' a'(1-e'^2)},\qquad \Theta' = G'\cos i',$$
$$l' = n't + l'_0,\qquad g' = \varpi' - \theta',\ \theta',$$

---

(1) *Les méthodes nouvelles de la Mécanique céleste*, I, 1892, pp. 39-40.

avec

$$n^2 a^3 = \mu, \qquad \frac{\mu^2}{L^3} = n, \qquad n'^2 a'^3 = \mu', \qquad \frac{\mu'^2}{L'^3} = n';$$

f désigne la constante de l'attraction universelle, et dans le premier mouvement relatif $2a$, e, i, n, l_0, ϖ et θ désignent le grand axe, l'excentricité, l'inclinaison, le moyen mouvement, la longitude moyenne de l'époque, et les longitudes du périhélie et du nœud. A partir de la fonction génératrice

$$F = \frac{m\mu^2}{2L^2} + \frac{m'\mu'^2}{2L'^2} + fm_3\left(\frac{m_1}{r_{13}} + \frac{m_2}{r_{23}} - \frac{m_1 + m_2}{\rho}\right),$$

avec

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \qquad m' = \frac{(m_1 + m_2) m_3}{m_1 + m_2 + m_3},$$

où r_{13}, r_{23}, ρ désignent les distances AC, BC, DC, et dont le troisième terme est la fonction perturbatrice, le mouvement des trois corps est déterminé par le système des douze équations canoniques, soit E, correspondant aux douze variables deux à deux conjuguées

$$\begin{matrix} mL, & mG, & m\Theta, & m'L', & m'G', & m'\Theta', \\ l, & g, & \theta, & l', & g', & \theta'. \end{matrix}$$

La fonction F s'exprime en fonction de ces douze variables à l'exclusion du temps, de sorte que les douze équations E admettent l'intégrale $F = \text{const.}$, identique à l'intégrale des forces vives, car $-F$ est égal à la différence $T - U$ de la demi-force vive T des trois corps et de la fonction de forces U d'où dérivent leurs attractions mutuelles.

Les trois intégrales des aires s'expriment sous la forme

$$\begin{aligned} mG \sin i \sin\theta + m'G' \sin i' \sin\theta' &= A, \\ -mG \sin i \cos\theta - m'G' \sin i' \cos\theta' &= B, \\ m\Theta + m'\Theta' &= C, \end{aligned} \tag{1}$$

A, B, C désignant les moments cinétiques des trois corps par rapport aux trois axes de coordonnées Ox, Oy, Oz. Si l'on dirige l'axe Oz suivant le vecteur des aires, les deux constantes A et B s'annulent, et les équations correspondantes sont équivalentes aux deux équations

$$\theta' - \theta = \pi, \tag{2}$$

$$mG \sin i = m'G' \sin i'. \tag{3}$$

D'une façon générale ([2]) deux couples de variables conjuguées x_1, y_1 et x_2, y_2 peuvent être remplacés par les deux couples de variables également conjuguées $x'_1 = x_1 + x_2$, $y'_1 = y_1$ et $x'_2 = x_2$, $y'_2 = y_2 - y_1$; on sait en effet qu'un changement de variables, où l'on passe des variables x_i, y_i aux variables x'_i, y'_i, est canonique pourvu que l'expression $\Sigma y\,dx - \Sigma y'\,dx'$ soit

([2]) *Cf.* Poincaré, *loc. cit.*, pp. 29-30; *Leçons de Mécanique céleste*, I, 1905, pp. 33.

une différentielle exacte : or dans le changement de variables considéré cette expression est nulle.

Ainsi nous pouvons dans la fonction F exprimer les douze variables du système E en fonction des douze variables

$$\begin{array}{cccccc} mL, & mG, & m'L', & m'G', & m\Theta + m'\Theta', & m'\Theta', \\ l, & g, & l', & g', & \theta, & \theta' - \theta, \end{array}$$

et former les douze équations canoniques correspondant à ces variables nouvelles. Parmi les douze équations nouvelles, si l'on écrit les deux équations

$$\frac{d(m\Theta + m'\Theta')}{dt} = \frac{\partial F}{\partial \theta}, \qquad \frac{d(\theta' - \theta)}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial(m'\Theta')},$$

les premiers membres sont nuls d'après les équations (1) et (2). Donc les deux équations précédentes expriment que la fonction F, qui ne dépend plus des variables Θ et θ', ne dépend pas non plus des variables θ et Θ'. Ainsi la fonction F avant la transformation, et une fois l'axe Oz dirigé suivant le vecteur des aires, ne dépendait des quatre variables Θ, θ, Θ', θ' que par la somme $m\Theta + m'\Theta'$ et par la différence $\theta' - \theta$.

Dans la fonction F remplaçons $m\Theta + m'\Theta'$ par la constante des aires C, et $\theta' - \theta$ par la valeur π, et désignons par F_1 la fonction ainsi obtenue. Les équations canoniques E relatives aux huit éléments L, G, l, g, L', G', l', g' ne contiennent plus que ces huit éléments eux-mêmes, ainsi que la constante C qui y figure comme paramètre, et peuvent s'écrire, à partir de la fonction génératrice F_1,

$$\frac{d(mL)}{dt} = \frac{\partial F_1}{\partial l}, \quad \frac{d(mG)}{dt} = \frac{\partial F_1}{\partial g}, \quad \frac{d(m'L')}{dt} = \frac{\partial F_1}{\partial l'}, \quad \frac{d(m'G')}{dt} = \frac{\partial F_1}{\partial g'},$$
$$\frac{dl}{dt} = -\frac{\partial F_1}{\partial(mL)}, \quad \frac{dg}{dt} = -\frac{\partial F_1}{\partial(mG)}, \quad \frac{dl'}{dt} = -\frac{\partial F_1}{\partial(m'L')}, \quad \frac{dg'}{dt} = -\frac{\partial F_1}{\partial(m'G')}.$$

Ces huit équations forment un système d'ordre 8, soit le système E_1, et, admettant encore l'intégrale $F_1 = \text{const.}$, se réduisent à un système d'ordre 7. En outre, comme ni les huit équations canoniques, ni l'intégrale F_1 ne contiennent explicitement le temps, l'intégration du système E_1 se ramène à l'intégration d'un système d'ordre 6 et à une quadrature qui détermine le temps.

On remarque que l'intégration du système E_1 fait connaître à chaque instant : les quatre éléments L, G, L', G', c'est-à-dire les deux ellipses osculatrices, abstraction faite de leurs positions, les angles g et g' de la ligne des nœuds commune et des rayons vecteurs des périhélies, c'est-à-dire la position de la ligne des nœuds dans chaque ellipse, enfin les longitudes moyennes l et l', c'est-à-dire, sur chaque ellipse, la position du point mobile.

Le système E_1 une fois intégré, il reste, pour déterminer le mouvement des trois corps, à connaître, en fonction du temps, les quatre éléments Θ, Θ', θ, θ'. Selon le calcul de Poincaré, on déduit de l'équation (3) par élévation au carré,

et puisqu'on a $\Theta = G\cos i$,

$$m^2(G^2 - \Theta^2) = m'^2(G'^2 - \Theta'^2), \qquad \text{d'où} \quad m\Theta - m'\Theta' = \frac{m^2G^2 - m'^2G'^2}{C},$$

de sorte que $m\Theta$ et $m'\Theta'$ sont donnés par leur somme et leur différence, et que les deux inclinaisons sont connues sans intégration nouvelle.

Enfin la différence $\theta' - \theta$ est égale à π, et l'angle θ par exemple est donné par l'une ou l'autre des deux équations

$$(4) \qquad \frac{d\theta}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial(m\Theta)}, \qquad \frac{d\theta}{dt} = -\frac{\partial F_1}{\partial C};$$

au second membre de la dernière équation figurent seulement les huit éléments du système E_1 et la constante C. Donc les angles θ et θ', c'est-à-dire la position de la ligne des nœuds commune dans le plan du maximum des aires, sont déterminés par une quadrature.

Au total l'intégration du problème des trois corps est réduite à l'intégration d'un système différentiel d'ordre 6 et à deux quadratures, déterminant l'une le temps, l'autre un angle de rotation du système des trois corps autour du vecteur des aires. Par suite, de toute solution du problème des trois corps on déduit une infinité d'autres solutions qui n'en sont pas essentiellement distinctes, en changeant l'origine du temps et l'origine des longitudes dans le plan du maximum des aires.

Remarquons encore que la seconde des équations (4) est une conséquence facile des formules classiques de la Cinématique du corps solide. En effet considérons une rotation d'ensemble des trois corps autour du vecteur des aires : selon une proposition connue, la variation de la demi-force vive, soit ici $dT = -dF = -dF_1$, est égale au produit scalaire du vecteur rotation et du vecteur différentiel du moment cinétique, soit ici, puisque les deux vecteurs sont portés par l'axe Oz, égale au produit des valeurs algébriques $d\theta/dt$ et dC. D'où les équations

$$-dF_1 = \frac{d\theta}{dt}dC \qquad \text{et} \qquad \frac{d\theta}{dt} = -\frac{\partial F_1}{\partial C},$$

si l'on prend la dérivée partielle au sens antérieur, c'est-à-dire en considérant F_1 comme une fonction des huit éléments du système E_1 et de la constante C.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur une méthode de mesure des parcours des radioéléments de nature chimique déterminée, projetée lors de la bipartition de l'uranium.* Note de M. **Frédéric Joliot.**

La bipartition d'un atome d'uranium provoquée par la capture d'un neutron, par exemple, s'accompagne d'une libération d'énergie de l'ordre de 200 MeV. Cette énergie se retrouve en majeure partie sous forme d'énergie cinétique des deux fragments de masses inégales projetés dans des directions opposées. Les

énergies initiales des deux fragments, inversement proportionnelles aux masses de ceux-ci, sont suffisamment élevées pour leur permettre de parcourir des distances de quelques centimètres dans l'air ou de quelques mg/cm² dans un solide. Une couche d'oxyde d'uranium irradiée par les neutrons sera le siège d'une émission d'atomes, fortement ionisés, animés de grandes vitesses. C'est en mettant en évidence et en étudiant ces rayons par des méthodes différentes (¹) que furent données les preuves physiques de la bipartition. Dans un premier travail (¹), j'ai utilisé le fait que les fragments projetés sont radioactifs et qu'ils peuvent être recueillis pendant l'irradiation sur un support placé à proximité de la couche d'urane. En interposant entre celle-ci et le support des écrans minces de cellophane ou d'aluminium, j'ai pu mesurer le parcours maximum des fragments dans ces substances. En première approximation, ce parcours, exprimé en équivalent d'air normal, est de 3^{cm}. Les expériences faites ensuite par d'autres auteurs (²), par la méthode des trajectoires de brouillard et par la mesure de l'ionisation, ont permis de distinguer deux parcours moyens, de l'ordre de 19^{mm} pour les fragments légers, et de 25^{mm} pour les lourds (équivalents d'air). Une relation approximative entre la vitesse et le parcours, ainsi que la distribution statistique des énergies des fragments ont été données. Celle-ci se décompose en deux courbes de répartition dont les valeurs les plus probables sont 58 et 87 MeV; au rapport des masses le plus fréquent 96/140 correspond une énergie cinétique totale de 150 MeV. Les fragments de partition identifiés jusqu'ici sont au nombre de 75, isotopes de 22 éléments chimiques entre le brome et le praséodyme inclus (j'ai récemment mis en évidence un nouveau fragment Pr 12,7 jours $\pm$ 0,5). Les expériences rappelées ci-dessus sont relatives à l'ensemble de ces éléments, et les méthodes employées ne permettent pas d'atteindre le parcours d'un fragment de masse et de charge nucléaire connues. La méthode décrite ci-dessous permet cette détermination; le principe en est le suivant.

Sur une plaque métallique couverte d'un dépôt d'urane ($m/s < 0,4$ mg/cm²), on place un empilement de feuilles minces d'aluminium, l'épaisseur totale étant notablement supérieure au parcours estimé dans cette matière. L'ensemble est irradié par les neutrons qui provoquent des bipartitions d'uranium. Un élément quelconque de surface ds est le siège d'une émission, dans toutes les directions, de fragments de toutes natures. Les trajectoires étant suffisamment rectilignes (clichés Wilson) (³), si les fragments de même nature ont des parcours dans l'aluminium bien déterminés, ils traverseront celui-ci et s'arrêteront sur une

(¹) FRISCH, *Nature*, **143**, 1939, p. 276; F. JOLIOT, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 341.

(²) W. JENTSCHKE, *Phys. Zeits.*, **40**, 1939, p. 706; J. K. BØGGILD, K. J. BROSTRØM et T. LAURISTEN, *Phys. Rev.*, **59**, 1941, p. 275; A. FLAMMERSFELD, P. JENSEN et M. GENTNER, *Zeits. Physik*, **120**, 1943, p. 450.

(³) F. JOLIOT, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p, 647; J. K. BØGGILD, K. J. BROSTRØM, T. LAURISTEN, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab Math.-fys. Medd.*, **28**, 1940, p. 1.

demi-sphère centrée sur l'élément de surface et ayant pour rayon le parcours particulier. Il en résulte que chaque feuille d'aluminium située à une distance de la couche d'urane inférieure au parcours d'une espèce de fragment, absorbera ceux-ci proportionnellement à son épaisseur, qu'elle soit loin ou près de l'uranium. Les fragments étant radioactifs, il suffira de procéder à leur séparation chimique dans chacune des feuilles, après dissolution de celles-ci dans un réactif approprié. L'activité de l'élément étudié, ramenée à une même origine du temps et à l'unité d'épaisseur de la feuille, en fonction de la distance entre la couche d'urane et la feuille dont il a été séparé, doit être pratiquement constante et subir une chute à la distance correspondante au parcours. Il n'est pas nécessaire que les séparations chimiques soient complètes, elles doivent seulement être faites dans les conditions les plus proches possibles. Une première expérience, effectuée avec quelques feuilles relativement épaisses découpant le parcours en quatre tronçons, permet d'estimer celui-ci. Dans une deuxième expérience on étudie spécialement la fin du parcours en disposant, dans cette région, des feuilles très minces d'aluminium battu de 0,5 à 1^{μ}. Pour obtenir une intensité suffisante on multiplie les couches d'urane et les empilements. J'ai utilisé ainsi 10 couches d'urane de 9×9 cm, les feuilles de même éloignement étant traitées ensemble. On peut, après une irradiation, étudier les parcours de plusieurs radioéléments de partition dont les séparations chimiques peuvent être effectuées successivement. Les précipités sont soigneusement lavés pour éliminer le sodium qui prend naissance dans l'aluminium irradié, le contrôle des lavages étant donné par l'activité des mêmes produits entraîneurs séparés des feuilles situées au delà du parcours. Aidé par M. Suzor, j'ai appliqué cette méthode aux fragments ${}^{95}_{40}Zr$ période 17 heures et $> {}^{131}_{52}Te$ période 77 heures, en irradiant l'ensemble des empilements à l'aide du cyclotron du Collège de France (deutérons 6,7 MeV, $8^{\mu a}$, lithium ou Be). Quatre expériences successives ont donné des résultats en excellent accord entre eux. La forme des courbes intensité (ordonnées), parcours (abscisses) d'abord sensiblement horizontale, sauf près de l'urane où l'on note un léger excès de rayons (réflexion), subit une chute en deux étapes assez nette, indiquant deux parcours pour le même élément. Les parcours moyens dans Al pour Zr 17 heures sont $3,7 \pm 0,15$ mg/cm² et $4,1 \pm 0,1$ mg/cm², le parcours maximum observé est $4,4 \pm 0,5$ mg/cm². Le rapport d'intensité des deux groupes est $N_{4,1}/N_{3,7} \approx 2$. Pour Te 77 heures, on a respectivement $3 \pm 0,15$ mg/cm², $3,5 \pm 0,1$ mg/cm² parcours maximum $3,8 \pm 0,1$ mg/cm² $N_{3,5}/N_3 \lesssim 3$. L'analyse de la forme des fins de courbes permet, pour chaque groupe, d'estimer le coefficient de fluctuation de parcours $\alpha_{Zr} = 0,18$, $\alpha_{Te} = 0,13$ mg/cm², en accord avec ceux que l'on calcule par la théorie de Bohr (4) qui admet que la fluctuation

---

(4) *Phys. Rev.*, 59, 1941, p. 270; J. KNIPP et E. TELLER, *ibid.*, 59, 1941, p. 659; E. LAMB jun., *ibid.*, 58, 1940, p. 696.

est presque uniquement due aux interactions nucléaires dans environ le dernier dixième du parcours.

Ainsi un élément donné peut avoir plusieurs parcours, en accord avec le fait qu'il peut provenir par filiation β de fragments de numéro atomique plus faible ou directement de la bipartition. Nous pouvons calculer approximativement les énergies initiales des fragments étudiés en utilisant les relations théoriques vitesse-parcours des ions lourds. On obtient ainsi, pour Zr 17 heures, 83, 103, 118 MeV, correspondant aux deux parcours moyens et au parcours maximum. De même, pour Te 77 heures, on obtient 57, 77, 91 MeV. Ces valeurs sont compatibles avec les résultats statistiques déjà obtenus pour un rapport des masses des fragments du même ordre; en particulier les parcours les plus courts de ces deux éléments pourraient correspondre à une paire de partition d'énergie totale voisine de 150 MeV. La mesure exacte des nombres d'atomes de ces fragments, de parcours les plus courts, devrait être égale à 1 : cette mesure est en cours.

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *L'absorption atmosphérique d'après les mesures de la* Smithsonian Institution. Note de M. **Jacques Duclaux**.

Les mesures faites par les physiciens de la *Smithsonian Institution* aux monts Wilson et Montezuma, en vue de déterminer la constante solaire, ont souvent été utilisées pour le calcul de la transparence atmosphérique. Jusqu'ici les conclusions ont toujours été les mêmes : l'absorption est la somme du terme de diffusion moléculaire, représenté quantitativement par la formule de Rayleigh-Cabannes, et d'un terme constant représentant une absorption indépendante de la longueur d'onde. Mais les méthodes qui ont donné ces résultats sont si défectueuses qu'on ne peut leur accorder aucune confiance. J'ai donc repris l'étude de cette question et suis arrivé, par des méthodes plus rigoureuses, à des résultats différents.

1° Contrairement à l'opinion courante, les mesures faites aux monts Wilson, Montezuma et Brukkaros sont incompatibles avec l'hypothèse d'une absorption de Rayleigh superposée à une absorption neutre.

2° Ces mêmes mesures sont incompatibles avec l'hypothèse d'une absorption de Rayleigh superposée à une autre absorption quelconque, suivant une loi vraisemblable en fonction de la longueur d'onde.

3° Contrairement à l'opinion courante, les chiffres révèlent une absorption supplémentaire qui est, non pas indépendante de la longueur d'onde, mais variable approximativement suivant une puissance de cette longueur d'onde comprise entre 1,54 et 1,12.

4° Si l'on admet que la diffusion moléculaire varie en fonction de la longueur d'onde conformément à la loi de Rayleigh, en tout cas, contrairement à l'opinion courante, le coefficient numérique donné par le calcul doit être diminué d'au moins 21 %.

5° Un des résultats essentiels de la théorie est que la densité optique de l'atmosphère ne peut pas descendre au-dessous d'un certain minimum. L'expérience ne donne aucun appui à cette conclusion. Tout se passe comme si les densités devenaient de moins en moins probables à mesure qu'elles diminuent, sans que rien indique l'existence d'un minimum infranchissable. Le minimum théorique est d'ailleurs souvent dépassé.

6° Il y a en chacun des observatoires une densité atmosphérique la plus probable avec des fluctuations de part et d'autre suivant à peu près les mêmes lois que les fluctuations dues au hasard (courbe en cloche). On peut expliquer ces fluctuations par les oscillations d'un plan horizontal de séparation entre une masse d'air inférieure opaque et une masse supérieure transparente.

7° Il n'est pas possible de rendre compte des faits avec un terme de diffusion moléculaire et un terme représentant une brume de propriétés optiques constantes. Les faits exigent soit deux brumes de propriétés différentes, soit un certain nombre d'absorptions localisées dans certaines régions du spectre, et différentes de celle de l'ozone.

Aussitôt que les circonstances le permettront, je donnerai, dans un Mémoire détaillé, les justifications des propositions qui précèdent, et les raisons des erreurs quelquefois grossières commises jusqu'ici. La conclusion sera que l'étude de l'absorption atmosphérique doit être entièrement reprise, indépendamment de toute théorie. L'idée que la vapeur d'eau a une influence générale directe sur l'absorption est erronée elle aussi.

M. **Emmanuel de Margerie** s'exprime en ces termes :

J'ai l'honneur de présenter à l'Académie le Tome Ier, qui vient de paraître, d'un Ouvrage dont j'ai entrepris la publication [1] sous le titre *Critique et Géologie. Contribution à l'Histoire des Sciences de la Terre* (1882-1942). Comme ce titre l'indique, je me suis proposé d'y reprendre l'ensemble des travaux imprimés sous ma signature depuis soixante ans, en les disposant suivant un ordre logique et en les accompagnant de nombreuses figures.

Tous ces morceaux, de longueur et d'importance fort inégales, ont été groupés en vingt chapitres, réunis en quatre parties : 1° Études générales; 2° Études régionales-France; 3° Études régionales-Pays Étrangers; 4° Études historiques et biographiques.

Quatre volumes sont prévus pour épuiser ce programme. Le premier, que voici, comprend d'abord une *Liste de mes Publications*, énumérant 300 articles, et suivie d'une *Liste des Comptes rendus bibliographiques*, au nombre de plusieurs centaines, que j'ai donnés, depuis 1882, dans dix Recueils

---

[1] Paris, Librairie Armand Colin, 1943, 1 vol. in-4° de xx-659 pages, avec 250 figures (dont 44 portraits).

périodiques différents. La brève *Introduction*, de caractère autobiographique, qui vient ensuite, avait déjà paru séparément en 1941.

Les chapitres I à IV, occupant le corps du volume, sont affectés aux thèmes suivants : 1° *Les Dislocations de l'Écorce terrestre* (il s'agit de l'Ouvrage, écrit en collaboration avec Albert Heim, et datant de 1888); 2° *Les Formes du Terrain* (rédigé avec le Général De La Noë, et publié par le Service Géographique de l'Armée sous la même date); 3° le *Catalogue des Bibliographies Géologiques*, élaboré sous les auspices des Congrès Internationaux (1896); enfin, 4° l'édition française de *La Face de la Terre* (1897-1919), traduction de *Das Antlitz der Erde*, l'œuvre immortelle d'Eduard Suess.

Aux textes qui m'appartiennent en propre s'ajoutent des comptes rendus de ces publications signés par différents auteurs, et la reproduction de lettres les concernant (dont un grand nombre en fac-simile). L'impression a été exécutée par la Maison Protat, à Mâcon, et le clichage des figures aux Ateliers Demichel et Ploquin, à Paris.

Une entreprise d'une pareille envergure n'a pu être menée à bonne fin que grâce à de multiples concours financiers : en particulier, la *Recherche scientifique*, sous la direction de notre Confrère Ch. Jacob, a bien voulu m'accorder une importante subvention. Enfin et surtout l'attribution, en 1943, par l'Académie Pontificale des Sciences, du *Prix Pie XII*, m'a permis de reprendre une tâche que les difficultés nées de la guerre m'avaient contraint, provisoirement, à abandonner.

La suite de l'Ouvrage se trouve, d'ores et déjà, entièrement composée, et toutes les figures qui doivent y prendre place sont exécutées. Il faut attendre, toutefois, le retour de conditions plus favorables pour en envisager la continuation et l'achèvement.

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **Albert Policard** est élu Correspondant pour la Section d'Anatomie et Zoologie en remplacement de M. *Auguste Lameere*, décédé.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre Secrétaire d'État a l'Éducation Nationale** invite l'Académie à lui présenter une liste de deux candidats à la chaire de Physique cosmique nouvellement créée au Collège de France.

(Renvoi aux Sections d'Astronomie et de Physique générale.)

GÉOMÉTRIE. — *Sur les espaces riemanniens complètement harmoniques.* Note de M. **André Lichnerowicz**, présentée par M. Élie Cartan.

Les espaces riemanniens complètement harmoniques peuvent être caractérisés par le fait que, si s désigne la distance géodésique d'un point variable M

à un centre fixe M_0, le laplacien de s ne dépend que de s et ceci pour tout centre M_0. Il en résulte que si

$$\Omega = \frac{1}{2}s^2,$$

on a

$$\Delta_2\Omega = f(\Omega).$$

On sait que les seuls espaces riemanniens complètement harmoniques à $n=2$ et 3 dimensions sont les espaces à courbure constante. J'ai moi-même montré dans une Note récente (¹) que tout espace complètement harmonique, qui est tel que

$$f'^2(0) \geqq -20(n-1)f''(0),$$

est à courbure constante. On peut donc se demander si tout espace complètement harmonique n'est pas nécessairement à courbure constante et cette hypothèse est énoncée dans un travail récent par Copson et Rusc. A l'appui de cette hypothèse j'apporte ici deux résultats.

THÉORÈME 1. — *Un espace complètement harmonique* H_n *à courbure non nulle n'est jamais l'espace produit de deux espaces riemanniens.*

En effet, si B^i_{jkl}, B^i_{jkm}, ... sont les tenseurs normaux de Veblen de l'espace H_n, il résulte des travaux de Copson et Rusc qu'ils satisferont nécessairement aux équations

$$B^i_{ikl} = \frac{1}{2}f'(0)g_{kl}, \qquad B^i_{iklm} = 0,$$

$$B^i_{iklmn} = \frac{1}{4}f''(0)[g_{kl}g_{mn} + g_{km}g_{ln} + g_{kn}g_{lm}] \ldots .$$

Les deux premières expriment seulement, pour $n>2$, que H_n est un espace d'Einstein. Le premier membre de la troisième est construit par addition et multiplication contractée à partir du tenseur fondamental, du tenseur de courbure et de ses dérivées covariants. Il constitue donc un tenseur *décomposable* (²) au sens de Ficken. Il est clair au contraire que le second membre ne peut être un tenseur décomposable que s'il est identiquement nul, c'est-à-dire si $f''(0)=0$. Il résulte alors de mon théorème antérieur (¹) que H_n serait euclidien. Ainsi, comme les espaces à courbure constante S_n, les espaces complètement harmoniques H_n qui diffèrent de l'espace euclidien ne peuvent être produits de deux espaces riemanniens au sens de Ficken et Thomas.

THÉORÈME 2. — *Tout espace complètement harmonique* H_n *qui est hypersurface d'un espace à courbure constante* S_{n+1}, *est nécessairement à courbure constante.*

En effet les espaces H_n doivent être cherchés parmi les espaces d'Einstein E_n qui sont les hypersurfaces de S_{n+1}. Si S_{n+1} admet la courbure riemannienne K, on déduit des résultats de Fialkow (³) que les espaces E_n sont :

(¹) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 436.

(²) FICKEN, *Annals of Math.*, **40**, 1939, pp. 892-913.

(³) *Annals of Math.*, **39**, 1938, pp. 779-784.

a. ou bien des espaces S_n à courbure constante;

b. ou bien des espaces produits au sens de Ficken de deux espaces S_p et S_{n-p} à courbure constante dont les courbures riemanniennes respectives sont

$$\frac{n-2}{p-1}K, \qquad \frac{n-2}{n-p-1}K.$$

Le cas *b* étant impossible d'après le théorème 1, le théorème 2 en résulte. On en déduit en particulier que tout espace H_n de classe 1 est à courbure constante.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Primitive d'une fonction par rapport à une fonction à variation non bornée.* Note de M. **Gustave Choquet**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Nous donnerons ici un procédé de calcul régulier d'une fonction $F(x)$ dont on connaît la dérivée $g(x)$ par rapport à une fonction donnée $\alpha(x)$ que *l'on ne suppose pas à variation bornée* ([1]). Nos résultats se généralisent à des fonctions définies sur des espaces compacts ([2]) généraux; nous les énoncerons sous leur forme générale.

Les méthodes de construction de $F(x)$ utilisent d'une part la totalisation de M. Denjoy, d'autre part un autre procédé, basé sur l'étude géométrique de l'ensemble plan paramétré des points ayant pour coordonnées $\alpha(x)$, $F(x)$ par rapport à deux axes $O\alpha$, OF.

Définition. — Soient $F(M)$, $\alpha(M)$ deux fonctions numériques définies en tout point d'un espace topologique ([2]) E. On dit que $F(M)$ admet en M, par rapport à $\alpha(M)$, une dérivée *définie* $g(M)$, finie ou non, lorsque le rapport $[F(M')-F(M)/\alpha(M')-\alpha(M)]$ tend vers $g(M)$ lorsque M′ *tend* vers M en évitant les points qui annulent les deux termes du rapport; lorsque pour tout point M′ d'un voisinage de M ces deux termes sont nuls, on dit qu'en M la dérivée est *indéterminée*.

Soient E un espace topologique et $T(M)$ une application ([2]) de E dans l'espace cartésien $\mathcal{E}_n$. On suppose que pour tout $M \in E$, lorsque M′ *tend* vers M, de façon que $T(M') \neq T(M)$, l'ensemble d'accumulation éventuel des droites $[T(M'), T(M)]$ se réduit à une droite unique. Désignons par $g(M)$ la direction de cette droite.

Lemme I. — *Sous ces hypothèses, lorsque* E *est compact* ([3]) *et que* $T(M)$ *est continue, l'ensemble des points de* E *où* $g(M)$ *est* DÉFINIE *est un ensemble fermé* F *et* $g(M)$ *est ponctuellement discontinue sur tout sous-ensemble parfait de* F.

Lorsque de plus $g(M)$ *est sur* F *identique à une constante* Δ, *l'ensemble* $T(E)$

([1]) Problème posé par H. Lebesgue. Cf. *Leçons sur l'intégration*, Paris, 1928, p. 313.

([2]) Voir Bourbaki, *Topologie générale*, Paris, 1940.

([3]) Ici, comme dans la suite, nous ne supposons pas E séparable.

est un ensemble fermé borné dont le contingent [4] *en tout point est porté par une parallèle à* Δ; *toute composante connexe de* T(E) *est un point ou un segment parallèle à* Δ; *la projection de* T(E) *sur un* $(n-1)$-*hyperplan perpendiculaire à* Δ *a une mesure linéaire* [5] *nulle.*

Remarque. — On ne pourrait pas énoncer un théorème analogue en remplaçant la direction de droite Δ par une direction de plan, car il existe dans $\mathcal{E}_3$ des arcs simples de Jordan, *non plans*, ayant en tout point leur contingent, et même leur paratingent [4], contenu dans un plan parallèle à un plan fixe [6].

Lemme II. — *Sous les mêmes hypothèses, lorsque* E *est compact et localement connexe et que* T(M) *est continue, on peut, pour tout* $\varepsilon > 0$, *attacher à tout ensemble fermé* P *de* E *un domaine* D *de* E *contenant des points de* P, *de telle sorte que* : 1° *le contingent de* $T(\overline{D}.P)$ *en chacun de ses points d'accumulation soit porté par une seule droite*; 2° *l'angle de deux cordes quelconques définies par deux couples de points de* $T(\overline{D}.P)$, *soit* $< \varepsilon$; 3° *il existe un* $(n-1)$-*hyperplan* H *tel que tout* $(n-1)$-*hyperplan passant par un point de* $T(\overline{D}.P)$ *et parallèle à* H *ne coupe* $T(\overline{D})$ *qu'en ce point.*

Soient F(M) et α(M) deux fonctions numériques définies et continues sur un espace compact connexe et localement connexe E; on suppose que, pour tout point M de E, la dérivée g(M) de F(M) par rapport à α(M) soit *définie* ou *indéterminée*. Soit F l'ensemble des points de E où g(M) est *définie*; on suppose qu'en tout point de F la dérivée g(M) soit finie, sauf au plus sur un ensemble I ne contenant aucun ensemble parfait. On montre que ceci entraîne que I *est clairsemé*, que F *est parfait*, et que g(M) *peut se déterminer à partir des seules valeurs prises sur* F *par* F(M) *et* α(M).

Théorème fondamental. — *Sous ces hypothèses, toute fonction primitive de* g(M) *par rapport à* α(M) *est de la forme* F(M) + const.

Ces primitives s'obtiennent à partir de g(M) *et* α(M) *par une suite transfinie d'opérations basées sur les faits suivants :*

1° *À tout ensemble fermé* P *de* E *on peut attacher un domaine* D *de* E *contenant des points de* P *et tel que : a. on ait sur* $(\overline{D}.P)$ *une relation* $F(M)=\varphi[\alpha(M)]$, *où* $\varphi(\mu)$ *est une fonction définie et continue sur l'ensemble* π *des valeurs* μ *prises par* α(M) *sur* $(\overline{D}.P)$, *ayant en tout point d'accumulation de* π *une dérivée finie par rapport à* μ, *et donnant au rapport* $[\varphi(\mu')-\varphi(\mu)/\mu'-\mu]$ (*où* μ *et* μ' *sont des points distincts quelconques de* π) *une valeur bornée en module par un nombre* K; *b. on ait* $F(M)=\varphi[\alpha(M)]$ *pour tout point* M *de* $\overline{D}$ *tel que* $\alpha(M)\in\pi$.

2° *Si* β_1 *et* β_2 *sont les extrémités d'un intervalle contigu à* π, *on peut trouver sur* $(\overline{D}.P)$ *deux points* B_1 *et* B_2 *tels que* $\alpha(B_1)=\beta_1$ *et* $\alpha(B_2)=\beta_2$, *les deux*

---

[4] Voir G. Bouligand, *Introduction à la géométrie infinitésimale directe*, Paris, 1932.

[5] Au sens de Carathéodory.

[6] Voir G. Choquet, *Mathematica*, 1943 ou 1944.

points B_1 *et* B_2 *étant sur la frontière d'une même composante connexe de* (E — P).

3° *Si l'on connaît, pour tout couple de points* A_1 *et* A_2 *d'une même composante connexe arbitraire de* (E — P), *la différence* $[F(A_1) - F(A_2)]$, *on pourra calculer la même expression lorsque* A_1 *et* A_2 *seront deux points quelconques d'une même composante connexe de* [E — (P — D . P)], *comme somme d'une intégrale définie de Lebesgue et d'une série absolument convergente.*

THÉORIE DU POTENTIEL. — *Sur la convergence des suites de potentiels.* Note de M. **Jacques Deny**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

1. On désignera par $U^{\mu}(M)$ le potentiel engendré au point M par la distribution $\mu(e)$, en considérant les potentiels newtoniens de l'espace à trois dimensions. Diverses extensions sont immédiates.

Rappel du théorème de M. Brelot-H. Cartan ([1]) : Si une suite de distributions positives $\{\mu_n\}$ converge ([2]) vers une distribution μ, on a

$$U^{\mu}(M) = \liminf_{n \to \infty} U^{\mu_n}(M),$$

sauf pour un ensemble polaire (de capacité extérieure nulle).

On ne peut remplacer $\liminf_{n\to\infty}$ par $\lim_{n\to\infty}$: il est facile de construire une suite $\{\mu_n\}$ convergent vers zéro, donc $\liminf_{n\to\infty} U^{\mu_n} = 0$, sauf sur un ensemble polaire, et pour laquelle $\limsup_{n\to\infty} U^{\mu_n} = +\infty$ en tout point d'un cube Q. Il suffit de considérer une masse ponctuelle parcourant, dans un ordre convenable, l'ensemble des nombres à coordonnées rationnelles de Q et tendant vers zéro suffisamment lentement ([3]). On peut cependant énoncer le

Théorème. — *Si une suite de distributions de signe quelconque* $\{\mu_n\}$ *converge vers la distribution* μ, *on peut en extraire une suite partielle* $\{\mu_{n_k}\}$ *telle que* $U^{\mu_{n_k}}$ *converge vers* U^{μ}, *sauf sur un ensemble de mesure* (*de Lebesgue*) *nulle.*

La démonstration s'appuie sur les deux lemmes, dont le premier exprime un résultat bien connu :

Lemme 1. — *Étant donnée une suite de fonctions mesurables* $\{f_n\}$ *définies sur un ensemble mesurable* E, *et telles que la mesure de l'ensemble* $E[f_n > \alpha]$ *tende*

([1]) M. Brelot, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 836; H. Cartan, *Comptes rendus*, 214, 1942, pp. 944 et 994.

([2]) Pour une définition précise de la convergence des suites de distributions un peu plus générale que dans le cas classique (*convergence vague*), cf. H. Cartan, *loc. cit.*, et *Bulletin de la Société Math. de France*, 1941 (*Sur les fondements de la théorie du potentiel*).

([3]) Un exemple de cette nature se trouve dans la thèse de H. Delange (*Ann. de l'É. N. S.*, 56, 1939, p. 238).

vers zéro avec $1/n$ *pour tout* $\alpha > 0$, *on peut en extraire une suite partielle* f_{n_k} *telle que* $\limsup_{k\to\infty} f_{n_k} \leq 0$, *sauf sur un ensemble de mesure nulle* ([4]).

LEMME 2. — *La famille des potentiels* U^h, $h(e)$ *étant la distribution égale à la mesure d'un ensemble mesurable* E *quelconque d'un compact fixe* K, *est également continue dans tout l'espace.*

Pour établir le théorème, il suffit de considérer le cas des distributions positives. On sait que $U^\mu \leq \liminf_{n\to\infty} U^{\mu_n}$ partout. Soient $E_n = E[U^{\mu_n} - U^\mu > \alpha > 0]$, K une sphère fixe, h_n la distribution-mesure de $E_n \cap K$, m_n la mesure de cet ensemble. La loi de réciprocité montre que $\alpha m_n < \int U^{h_n}(d\mu_n - d\mu)$. Si l'on extrait une suite U^{h_n} uniformément convergente (lemme 2), l'intégrale tend vers zéro ([5]) donc aussi m_n. En recommençant avec une suite de nombres positifs α tendant vers zéro, et en prenant la suite diagonale, on se trouve dans les conditions d'application du lemme 1, et l'on conclut facilement.

2. Voici deux applications immédiates :

A. FONCTIONS PRESQUE-SOUSHARMONIQUES. — *De toute famille de fonctions presque-sousharmoniques uniformément bornées supérieurement dans un domaine* D, *on peut extraire une suite convergent presque partout vers* $-\infty$ *ou vers une fonction presque-sousharmonique dans* D. La démonstration est identique à celle d'un théorème de M. Brelot (*loc. cit.*) sur les suites convergentes de fonctions sousharmoniques.

B. SUITES DE FRACTIONS RATIONNELLES. — Nous dirons qu'une suite de distributions $\{\mu_n\}$ de signe quelconque, à variation uniformément bornée, est *semi-convergente* si elle admet une distribution limite unique μ. Il n'en résulte pas que les variations positives et négatives $\overset{+}{\mu}_n$ et $\overset{-}{\mu}_n$ soient convergentes, mais si $f(M)$ est une fonction continue arbitraire, nulle en dehors d'un compact K, on a $\lim_{n\to\infty} \int f(M)\, d\mu_n(M) = \int f(M)\, d\mu(M)$. Nous dirons, d'après M. Delange, que la distribution des zéros et des pôles d'une suite de fractions rationnelles $\{R_n(z)\}$ est *semi-régulière* par rapport à la fonction $\varphi(n)$ si la suite des distributions $\mu_n(e) = [1/\varphi(n)]\,\nu_n(e)$ [$\nu_n(e)$ = nombre des zéros diminué du nombre des pôles de $R_n(z)$ situés dans e] est semi-convergente. Le théorème établi au n° 1 permet l'extension suivante d'un théorème de H. Delange ([6]) relatif aux suites de polynomes.

Soit une suite de fractions rationnelles $\{R_n(z)\}$ dont le degré α_n vérifie, quel

---

([4]) Le lemme 1 montre que si la suite de fonctions $\{f_n\}$ *converge en mesure* vers f, on peut en extraire une suite convergent presque partout vers f. Pour la convergence en mesure, cf. A. DENJOY, *Act. sc. et indust.*, 451, p. 48.

([5]) DE LA VALLÉE POUSSIN, *Act. sc. et indust.*, 578, p. 12.

([6]) M. DELANGE, *loc. cit.* Cf. aussi *Comptes rendus*, 218, 1943, p. 191, et *Cours Peccot*, 1944.

que soit n, $\alpha_n/\varphi(n) \leq M$, $\varphi(n)$ augmentant indéfiniment avec n. Pour que la distribution des zéros et des pôles soit semi-régulière par rapport à $\varphi(n)$, il faut et il suffit qu'il existe une fonction réelle $\Phi(z)$ et une suite de coefficients $\{c_n\}$ telles que de toute suite d'entiers $\{n_k\}$ on puisse en extraire une autre $\{n_{k_p}\}$ telle que

$$\lim_{p \to \infty} \frac{1}{\varphi(n_{k_p})} \log |c_{n_{k_p}} R_{n_{k_p}}| = \varphi(z)$$

sur une plénitude. La connaissance de $\varphi(z)$ détermine $\mu(e)$ par la condition que, dans un ensemble ouvert D quelconque, $\varphi(z) - \int_D \log |z - \zeta| \, d\mu(\zeta)$ soit presque partout égal à une fonction harmonique.

ÉLECTRONIQUE. — *Réalisation de magnétrons à anode non fendue, de grande symétrie. Étude de leurs propriétés statiques.* Note de **Édouard Selzer**, présentée par M. Charles Maurain.

En vue d'enregistrements des variations rapides du champ magnétique terrestre, nous avons fait construire, sous la direction de M. Henri Gutton, des magnétrons simples, type Hull, présentant une anode cylindrique non fendue, de grand diamètre (environ 9^{cm}), et une cathode équipotentielle à chauffage indirect, la symétrie étant réalisée avec le plus grand soin pour obtenir une pente aussi grande que possible de la caractéristique au voisinage du champ critique.

Ces conditions n'ont été très bien obtenues que dans un seul de ces magnétrons M. Son anode, travaillée au tour dans une masse de 6^{kg} de cuivre, constitue la paroi latérale du tube à vide; elle est soudée aux deux dômes terminaux en verre ([1]).

Les difficultés actuelles nous ont fait adopter par la suite un modèle moins parfait M', de dimensions comparables. Nous avons pu ainsi nous rendre compte des modifications apportées au fonctionnement des magnétrons, par toute imperfection de symétrie, question soulevée par de nombreux auteurs.

a. Occasionnellement nous avons, sur M, vérifié la formule de Hull

$$\frac{e}{m} = \frac{8}{R^2} \cdot \frac{V}{H_c^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{r^2}{R^2}} \qquad (H_c, \text{ champ critique}).$$

V/H_c^2 s'est montré constant à 1 % quand V a varié entre 15 et 125 volts.

([1]) Diamètre intérieur de l'anode, $R = 90^{mm} \pm 0^{mm},01$; de la cathode, $r = 2^{mm},6$. Longueur de la partie théoriquement utilisée de l'anode, correspondant à la longueur de la partie utilisée de la cathode, 160^{mm}.

Le champ magnétique H nécessité par le fonctionnement, produit par un solénoïde, était constant à mieux que 1 % près dans tout l'espace utile.

La vérification de la valeur absolue de e/m a été un peu moins précise. C'est ainsi que $V = 101,5.10^8$ u. e. m., $H_c = 14,9$ gauss donne $e/m = 1,81.10^7$ u. e. m. au lieu de la valeur $1,76.10^7$ généralement admise.

Ces résultats n'ont pu être obtenus :

1° qu'en tenant compte du champ terrestre (méthode par retournement);

2° qu'en choisissant conventionnellement sur cette caractéristique la valeur précise de H_c. En effet, bien que la pente obtenue ait atteint grâce à la symétrie, 83 mA/gauss sur 30 mA de variation ([2]), une incertitude de plusieurs dixièmes de gauss affecte néanmoins la valeur critique du champ H_c.

La constance du rapport V/H_c^2 s'est vérifiée avec le plus de précision en prenant pour H_c l'intersection du prolongement de la partie pseudorectiligne de la caractéristique avec l'axe des champs.

Cette question se rattache à l'origine des courbures haut et bas de la caractéristique discutée par Harvey (*Cambridge Phil. Soc.*, 35, part 4, nov. 1939) mais non élucidée.

Le fait qu'une vérification satisfaisante de la loi théorique ait été obtenue avec des potentiels aussi faibles que 13 volts semble indiquer que les vitesses de sortie des électrons, à l'instant où ils quittent la cathode à oxydes, restent négligeables. L'influence de ces vitesses paraît donc insuffisante pour expliquer que la partie rectiligne de la caractéristique ne soit pas verticale. A moins que leur distribution ne soit fonction de H, comme l'admettent Spiwak et Trebny (*C. R. Moscou*, 24, 1939).

b. Particularités observées pour la forme de la caractéristique :

1° H croissant de 0 à H_2, le courant d'anode I_A, au lieu de rester d'abord rigoureusement constant, présente un maximum net quoique peu accusé, pour H voisin de $1/3\ H_c$. Ce fait reste à être expliqué.

2° Pour H continuant à croître très au delà de H_c, on observe que le courant I_A donné par M, tend vers zéro, autant que le permet la sensibilité des mesures (il tombe au-dessous de 1 μA pour un courant I_0 de 50 mA, quand H atteint 3 à 4 fois H_c).

Avant l'annulation, la loi de décroissance vérifie partiellement la loi exponentielle donnée par Spiwak et Trebny (*loc. cit.*) : $\text{Log}(I_A/I_0) = -KH^2$.

Plus précisément nous avons trouvé que les courbes expérimentales cadraient avec les deux lois successives : $\text{Log}(I_A/I_0) = -K_1.H^2$ puis $\text{Log}(I_A/I_0) = -K_2.H^2$ avec $K_2 < K_1$ ([3]), la première étant valable à partir du point d'inflexion et se raccordant à la deuxième au voisinage des points de courbure maxima pris sur chacune des courbes exponentielles (point qui est donc aussi celui de courbure maxima pour la courbe expérimentale).

([2]) Hull, puis Rössiger (*Zeits. Physik*, 43, 1927, p. 480) avaient obtenu seulement des pentes de l'ordre de 10 mA/gauss (il s'agit de pentes naturelles sans artifice de réaction).

([3]) C'est ainsi que par exemple, pour V = 100 volts, à la valeur $K_1 = 0,14$ faisait suite la valeur $K_2 = 0,05$ (champs exprimés en gauss et Log népériens).

Par contre le courant I'_A donné par M′ ne tend pas vers zéro quand H croît dans les mêmes conditions. Un courant résiduel de l'ordre d'une dizaine de μA subsiste encore pour $H = 5 H_c$. On retrouve alors les résultats signalés par les expérimentateurs antérieurs (4).

D'autre part la décroissance du courant d'anode débité par M′ n'est pas aussi régulière que dans le cas de M. Elle s'effectue par escaliers correspondant à des accrochages et désaccrochages d'oscillations particulières qu'il nous reste à faire connaître.

Ces différences entre les comportements de M et de M′ ont pu être augmentées, en déréglant volontairement davantage la symétrie de M′. Il résulte de ces expériences :

1° qu'aucun courant résiduel ne doit persister dans un magnétron de symétrie parfaite;

2° que la persistance d'un courant résiduel est liée à l'amorçage d'oscillations dans le circuit d'anode du magnétron.

OPTIQUE. — *Spectropolarimètre photographique à grande luminosité.* Note (1) de M. **Roger Servant**, présentée par M. Aimé Cotton.

On a déjà décrit de nombreux spectropolarimètres photographiques (2), mais les perfectionnements enregistrés concernent surtout les dispositifs mécaniques et l'automatisme des opérations ou l'extension du domaine de mesures. Il m'a semblé que l'optique de ces instruments pouvait encore être améliorée et qu'il y aurait intérêt, notamment pour l'étude des corps colorés, à réaliser un appareil très lumineux. Si en effet l'erreur de pointé dans la méthode photographique est minimum pour des noircissements correspondant à une légère sous-exposition (3), ce minimum augmente lorsque l'éclairement maximum que peut recevoir la plaque diminue. On a donc intérêt à augmenter cet éclairement, donc à utiliser en définive un appareil ayant un objectif de chambre de grande ouverture relative. Les temps de pose sont d'ailleurs diminués de ce fait et la rapidité des mesures est accrue.

L'appareil que j'ai réalisé, pour les études dans le spectre visible, est *ouvert à f :* 1,9. Il est disposé de la façon suivante :

Les rayons lumineux issus de la source S tombent sur un objectif achro-

---

(4) E. B. Moulin, *Cambridge Phil. Soc.*, 1940, 36, p. 94.

(1) Séance du 13 mars 1944.

(2) G. Bruhat, *Traité de Polarimétrie*, Paris, 1930, p. 157; T. M. Lowry, *Optical Rotatory Power*, London, 1935, p. 214; A. Cotton, R. Descamps, J. Duclaux et P. Jeantet, E. Darmois, M. Pauthenier et G. Bruhat, *La polarimétrie en lumière ultraviolette*, Paris, 1934; R. Servant, *Annales de Physique*, 12, 1939, p. 424.

(3) G. Bruhat et M. Pauthenier, *Revue d'Optique*, 6, 1927, p. 173.

matique O_1 servant de condenseur, ils traversent un polariseur P et vont converger sur une fente F. Ils traversent ensuite un analyseur A, et un objectif achromatique O_2 en donne un faisceau parallèle. Celui-ci est dispersé par le prisme *p* et un objectif O_3 (très ouvert) en donne un spectre sur la plaque photographique. L'analyseur A est fixe, le polariseur P est mobile. La cuve (très mince) se place entre P et A. On photographie chaque fois une série de spectres correspondant aux différents azimuts de P et à des temps de pose égaux. C'est sur ces clichés que l'on détermine les extinctions pour chaque radiation (à une fraction de minute près). Un obturateur photographique permet de régler les temps de pose.

La partie du montage en avant de F constitue l'ensemble source-condenseur (avec polariseur). La partie située en arrière constitue le spectrographe (avec analyseur dans le collimateur). L'objectif de chambre du spectrographe est très ouvert, le collimateur au contraire l'est très peu, ce qui permet de donner de grandes dimensions à la fente (et de rendre négligeables les phénomènes de diffraction) et d'utiliser polariseur et analyseur en lumière faiblement convergente. Avec cette disposition, on peut également placer contre F un biquartz dont les plages ont des épaisseurs légèrement différentes et dont la ligne de séparation est perpendiculaire à F. On obtient alors, dans chaque spectre, deux plages superposées, et l'on cherche pour chaque radiation le spectre où il y a égalité des plages.

La source S est par exemple une lampe à mercure Philips. Les objectifs (pris parmi ceux dont je pouvais disposer) sont les suivants : O_1 est un achromat de 165^{mm} de focale, ouvert à $f : 4,5$; O_2 est un achromat de 345^{mm} de focale, ouvert à $f : 12$, et O_3 est un objectif Saphir Boyer de 50^{mm} de distance focale, ouvert à $f : 1,9$. Les spectres sont photographiés directement sur film de 35^{mm} (Super XX Panchromatic Kodak ou Isopan ISS Agfa). Le déroulement du film dispense de l'emploi d'un porte-châssis et de sa glissière. Pour les liquides transparents, les temps de pose nécessaires sont de l'ordre du 1/25 de seconde seulement. L'emploi d'un objectif photographique comme objectif de chambre est ici très suffisant. Le problème est en effet beaucoup plus simple qu'en spectrographie de précision, puisqu'en polarimétrie il suffit de *séparer* les principales radiations du spectre sur lesquelles se font les mesures.

La luminosité de l'appareil est telle, qu'en plus des mesures sur les raies jaune ($578^{m\mu}$), verte ($546^{m\mu}$), indigo ($436^{m\mu}$) et violette ($405^{m\mu}$) du mercure, pour lesquelles il est construit, il permet de faire très facilement des mesures sur la raie ultraviolette $366^{m\mu}$.

En résumé, l'appareil nouveau que j'ai réalisé est caractérisé surtout par sa grande ouverture ($f : 1,9$). Il paraît devoir convenir spécialement aux études de dispersion rotatoire naturelle ou magnétique des ***liquides colorés.***

RADIOACTIVITÉ. — *Intensité des rayons γ du radium* D. Note [1] de M. **Tsien San-Tsiang**, présentée par M. Frédéric Joliot.

A la suite de mes expériences sur la complexité du rayonnement γ de RaD [2], M. Frilley a étudié le spectre γ de cet élément par la méthode de diffraction cristalline [3]. J'ai repris l'étude de ce rayonnement par la méthode d'absorption dans le but : 1° de vérifier la valeur que j'avais antérieurement donnée pour le rapport des intensités I_A/I_B [2] des raies A de 46,7 ekV et B de 43 ekV, l'estimation visuelle des intensités des raies diffractées donnant à ce rapport une valeur plus grande; 2° de déterminer les intensités des autres raies mises en évidence par la diffraction.

La source utilisée de RaD, en équilibre avec RaE, a été prélevée sur la même préparation (extraite antérieurement par M. et Mme Joliot) que celle qui a servi pour les expériences de diffraction. Son intensité est de 47,5 millicuries (contenant environ $120^{\mu g}$ de Ra).

1° En utilisant des écrans absorbants constitués par des oxydes de Pr, Nd et Sm de même masse superficielle (100 mg/cm²), après la filtration de 2^{mm} d'Al qui absorbe les rayons β et les rayons X du spectre L, j'ai déterminé à nouveau le rapport I_A/I_B par l'absorption sélective dans ces écrans [2]. Ensuite j'ai ajouté successivement des écrans de Nd entre la source et la chambre d'ionisation et redéterminé chaque fois le rapport I_A/I_B observé. Si la raie B existe, nous devons nous attendre à une diminution notable de la valeur de I_A/I_B à mesure que nous augmentons le nombre d'écrans de Nd qui absorbent fortement la raie A. Les résultats ci-dessous confirment cette hypothèse :

Nombre d'écrans de Nd........	0	1	2	3	4
I_A/I_B observé..................	14	4,0	0,9	0,1	0

Cette expérience confirme l'existence, dans l'intervalle des énergies des niveaux K *de* $_{59}$Pr *et* $_{60}$Nd (41,9 *et* 43,47 ekV), *d'une émission γ dont l'intensité (après correction de l'absorption) est environ* 13 *fois plus petite que celle de la raie principale* A, *conformément à mes résultats antérieurs*. L'écart entre cette valeur et celle estimée d'après le spectre diffracté pourrait être expliqué par la présence d'un groupe de raies de très faibles intensités situées vers 43 ekV.

2° L'utilisation de cette source très intense m'a permis de tracer la courbe d'absorption dans l'Al jusqu'à une épaisseur de 10^{cm}, et l'analyse de cette courbe met en évidence quatre groupes ayant les énergies et les intensités suivantes :

---

(1) Séance du 13 mars 1944.

(2) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 765.

(3) Voir ci-après page 505.

Groupe	a.	b.	c.	d.
Énergie (ekV)	14,0	31,5	44,5	88
Intensité (photons par 100 désintégrations)	27	0,7	3,0	1,2

Les groupes *b*, *c*, *d* correspondent respectivement, d'une façon satisfaisante, aux raies (C + D), (A + B + C) et ($K_\alpha + K_\beta$) obtenues par la diffraction, et le groupe *a* est dû vraisemblablement à l'ensemble du spectre L-83 résultant de la conversion interne du rayonnement γ.

Entre $0^{cm},2$ et 3^{cm} d'Al, la courbe d'absorption est à peu près rectiligne, à cause de la superposition des groupes *b*, *c* et *d*. La valeur moyenne de μ/ρ correspondrait à un rayonnement d'environ 46 ekV. Les travaux anciens ([4]), dans lesquels l'absorption était limitée à des épaisseurs des écrans assez faibles, avaient conduit à identifier l'ensemble de ces trois groupes avec la raie principale A et, par conséquent, à attribuer à celle-ci une intensité trop grande.

3° Pour avoir une meilleure précision sur leurs intensités respectives, j'ai ensuite appliqué la méthode d'absorption sélective aux raies principales de diffraction (A, D, K_α) et obtenu les résultats suivants :

Raie	A.	B. (groupe).	C.	D.	K_α.	K_β.
Énergie (ekV) ([3])	46,7	43	37	32	77	87
Intensité (photons par 100 désintégrations)	2,8 ± 0,6	0,2 ± 0,1	0,2 ± 0,1	0,4 ± 0,2	0,8 ± 0,3	0,2 ± 0,1

L'intensité de la raie B (groupe) est déduite de la valeur I_A/I_B et celles de C et K_β sont estimées par rapport à D et K_α d'après les mesures de diffraction.

En comparant les valeurs de l'intensité du rayonnement principal de 46,7 ekV déterminées par différents auteurs ([2]), ([4]), ([5]) et en tenant compte de la présence des faibles raies voisines, j'ai obtenu pour ce rayonnement *la moyenne pondérée de* $2,7 \pm 0,4$ *photons par* 100 *désintégrations. La valeur correspondante du coefficient de conversion interne pour le niveau* L_1, *égale à* $N_\beta/N_\gamma = 2,9$ ([6]), *indique que ce rayonnement est très probablement quadripolaire.*

D'après mes mesures antérieures concernant les raies de fluorescence K-83 émis par RaB ([7]), on doit attribuer environ 10 % de l'intensité des raies K ci-dessus à RaB contenu dans la source et 90 % à RaD.

([4]) J. A. Gray, *Nature*, **130**, 1932, p. 738; S. Bramson, *Zeits. f. Physik*, **66**, 1930, p. 721; E. Stahel et G. J. Sizoo, *ibid.*, **66**, 1930, p. 741; E. Stahel, *Helv. Phys. Acta*, **8**, 1935, p. 651.

([5]) G. von Droste zu Vischering, *Zeits. f. Physik*, **84**, 1933, p. 17.

([6]) Ouang Te-Tchao, J. Surugue et Tsien San-Tsiang, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 525. Le nombre des électrons extraits des niveaux L, N_β, est égal à 0,082 par désintégration, dont 0,078 sont pour le niveau L_1.

([7]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 599.

4° Dans la région de 10 à 16 ekV, nous avons aussi mesuré l'absorption par différents écrans et trouvé que *la majeure partie du rayonnement* ($\sim$ 70 %) *est située dans l'intervalle d'énergie compris entre les niveaux* K *de* $_{34}$Se *et* $_{35}$Br (12,7 *et* 13,5 ekV). Cet intervalle contient essentiellement les raies L_{β_3}($L_1 \leftarrow M_3$, E = 13,2 ekV) et L_{β_4}($L_1 \leftarrow M_2$, E = 12,8 ekV) qui devraient être les plus intenses dans le spectre L résultant de la conversion interne. Les raies les plus intenses du spectre L des rayons X ordinaires étant L_{α_1}($L_3 \leftarrow M_5$, E = 10,8 ekV) et L_{β_1}($L_2 \leftarrow M_4$, E = 13,0 ekV).

RADIOACTIVIVÉ. — *Spectrographie par diffraction des rayons* γ *du* RaD. Note [1] de M. **Marcel Frilley**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le rayonnement γ du RaD a été longtemps considéré comme constitué par une raie unique dont l'énergie, calculée d'après le spectre β de conversion interne, était 46,7 ekV [2]. J'avais identifié cette raie dans le spectre diffracté des rayons γ d'une source de Ra en équilibre avec ses dérivés [3]. Des études récentes, utilisant l'absorption sélective du rayonnement par des éléments dont la discontinuité K était convenablement choisie, ont amené plusieurs auteurs à conclure à l'existence d'une seconde raie, d'intensité et d'énergie plus faibles que celles de la raie principale [4]. Une source de RaD + E, préparée par M. Tsien San-Tsiang, présentant sous un petit volume une grande intensité, m'a permis, en utilisant la technique antérieurement décrite [3], d'entreprendre l'analyse, par diffraction sur un cristal de sel gemme, du spectre γ du RaD.

La source, contenue dans un tube de verre scellé, de 1^{mm} de diamètre extérieur et de 30^{mm} de longueur, renferme 75^{mc} de RaD + E avec 27^{mg} de $(NO^3)^2Pb$. La mesure du rayonnement filtré par 1^{cm} de Pb indique la présence dans la préparation de $195^{\mu g}$ de Ra. Le rayonnement est canalisé par une fente en plomb de $0^{mm},6$ de largeur et de 50^{mm} de longueur. Un filtre en aluminium de $1^{mm},5$ d'épaisseur évite le voile des clichés par le rayonnement β. Le spectre, exploré de 50 à 550 U.X., comprend 4 raies γ nucléaires attribuables au RaD et le spectre de fluorescence K-83.

Raie γ.	λ (U.X.).	$h\nu$ (ekV).	Intensité estim. vis.
A	265 ± 0,5	46,7	100
B	288 ± 2	43	<5
C	336 ± 2	37	5
D	386 ± 2	32	10

(1) Séance du 13 mars 1944.

(2) Curtiss, *Phys. Rev.*, 27, 1926, p. 257. Le nombre 47,2 ekV, généralement donné dans les Tables, est manifestement trop élevé.

(3) Frilley, *Ann. de Phys.*, 11, 1929, p. 483.

(4) Amaldi et Rasetti, *Ricerca Sci.*, 10, 1939, p. 111; Tsien San-Tsiang, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 765.

L'absorption dans $(NO^3)^2Pb$ de ces rayonnements de faible énergie étant élevée, seule la raie de 46,7 ekV, très intense, peut être enregistrée avec une dispersion suffisante pour que la mesure de sa longueur d'onde soit précise. Cette raie est visible dans le 1er et le 2e ordre après quelques heures, avec une dispersion de 3 U.X./mm (dans le 1er ordre), tandis que l'ensemble du spectre ne peut être obtenu, la dispersion étant de 11 U.X./mm, qu'avec des poses de 8 à 15 jours. La longueur d'onde de la raie principale coïncide avec la mesure faite avec une source de Ra ([4]) et l'énergie correspondante avec celle qui résulte de l'analyse du spectre magnétique des rayons β de conversion interne du RaD ([3]).

Pour contrôler les mesures et éliminer les raies de 2e ordre, j'ai utilisé des écrans absorbants, préparés par M. Tsien San-Tsiang. Des écrans de Sm et de Nd (oxydes) confirment que l'énergie de la raie principale est inférieure à celle du niveau K de Sm (46,75 ekV). Des écrans de Te (oxyde) et de I (diiodothymol) indiquent d'autre part que la raie de 386 U.X. a une énergie supérieure à celle du niveau K de Te (31,8 ekV).

Il est impossible d'évaluer avec précision les intensités de raies γ faibles d'après les spectres de diffraction. On peut cependant affirmer que l'intensité de la raie de 228 U.X. (43 ekV) est plus faible que celle prévue par les mesures d'absorption sélective pour une émission comprise entre les niveaux K de Nd et de Pr (41,9 et 43,5 ekV). L'existence d'autres raies, que la sensibilité et la dispersion insuffisantes ne permettraient pas d'identifier, dans cette région, sur les clichés de diffraction, pourrait être la cause de cette divergence de résultats.

Bien que la source contienne le RaE en équilibre avec le RaD, toutes les raies paraissent attribuables au RaD. En effet l'étude du rayonnement du RaE n'indique qu'une faible émission γ dont l'énergie serait de 300 à 400 ekV. En outre, avec une source de RaE, non seulement aucune raie n'est observable, mais, après 8 jours de pose, la trace du faisceau direct n'est pas visible (la filtration étant comme pour le RaD + E 1mm,5 d'Al). Cette source avait une intensité de 10mc seulement, mais, étant dépourvue de matière absorbante lourde, elle aurait dû permettre d'enregistrer les raies propres au RaE.

Les raies qui s'identifient avec celles du spectre de fluorescence K-83 sont les suivantes : 141 ± 1 U.X. (K_{β_1}); 162 ± 1 U.X. ($K_{\alpha_1\alpha_2}$); 322 ± 2 U.X. (2e ordre de K_{α_1}).

Étant donnée leur faible intensité, elles ne peuvent être enregistrées avec une dispersion supérieure à 6 U.X./mm, et la largeur de la source ne permet pas de séparer le doublet α_1, α_2. La quantité de Ra présente dans la source est insuffisante pour que cette émission puisse être attribuée au RaB. Elle est probablement due à l'excitation du RaD par conversion interne d'un faible rayonnement γ d'énergie suffisante pour exciter le niveau K-83.

Note bibliographique ajoutée à la correction. — Nous avons reçu, après le dépôt de la Communication ci-dessus, une publication de L. Salgueiro (*Portugaliae Physica,*

janvier 1944, p. 67) qui a étudié comme nous le rayonnement γ du RaD par diffraction sur cristal de sel gemme tournant. La longueur d'onde trouvée pour la raie principale est 267 U.X. Une autre raie est signalée à 396 U.X. qui, étant donnée la faible dispersion utilisée par L. Salgueiro, s'identifie convenablement (à 2,5 % près) avec celle que nous indiquons à 386 U.X. (32 ekV). Notre mesure concernant cette nouvelle raie est donnée dans une Note de Ouang Te Tchao, Surugue et Tsien San-Tsiang sur les intensités des raies β de conversion interne du RaD, antérieure à la publication portugaise (*Comptes rendus*, 217, 1943, p. 535).

MÉTALLURGIE. — *Influence de l'hydrogène sur le module d'élascicité du fer*. Note de MM. **Georges Chaudron** et **Léon Moreau**, présentée par M. Albert Portevin.

On sait que l'on peut charger le réseau du fer en hydrogène par électrolyse; il en résulte une augmentation importante de la dureté. Par extraction à froid par la méthode du bombardement ionique, on peut extraire l'hydrogène dissous sans modifier la dureté (¹). Dans ce travail nous nous sommes proposé de mesurer les variations du module d'élasticité du fer au cours des mêmes opérations.

Dans nos expériences nous avons utilisé l'élasticimètre Le Rolland-Sorin, qui repose sur le principe des pendules sympathiques de Savart. Nous utilisions des éprouvettes en fer

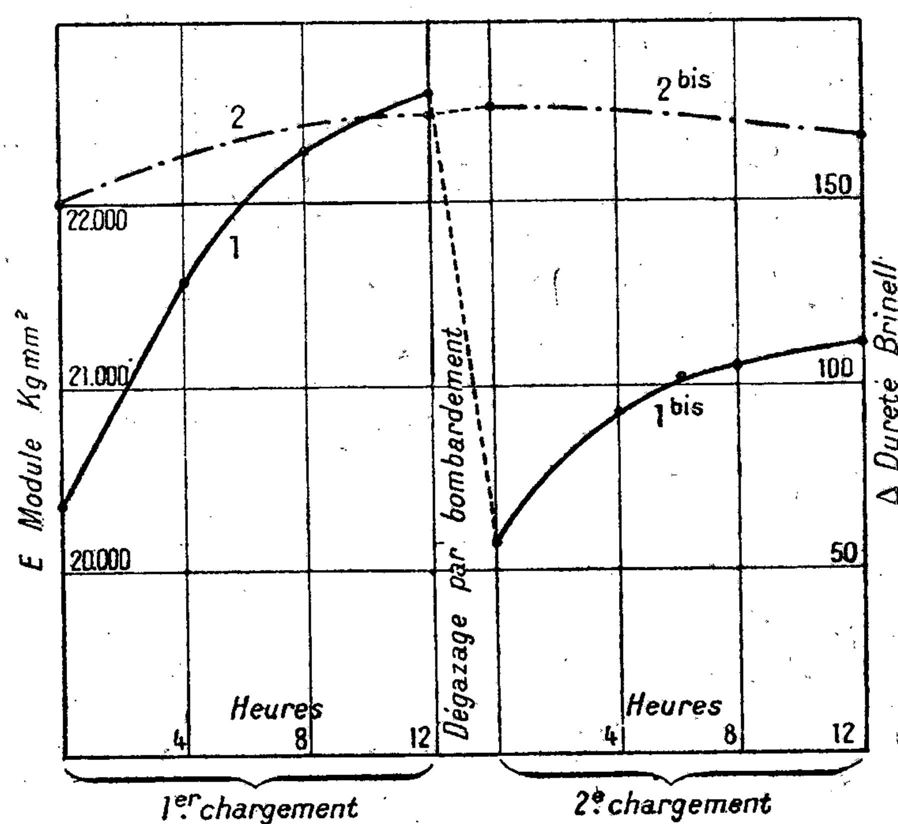


Fig. 1. — Variation du module du fer en fonction du temps de chargement.

Armco de $5^{mm},64$ de diamètre et de 60^{mm} de longueur, que l'on chargeait pendant des temps déterminés suivant la technique que nous avons décrite précédemment (²).

Les résultats de deux séries de mesures effectuées sur une même éprouvette, sont résumés dans le diagramme de la figure 1. Les courbes **1** (1er chargement) et **1** *bis*

(¹) Albert Portevin, Georges Chaudron et Léon Moreau, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 252.

(²) Georges Chaudron et Léon Moreau, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 790.

(2ᵉ chargement) représentent la variation du module E (exprimé en kg/mm²) en fonction du temps de chargement. Lés courbes 2 et 2 *bis* indiquent la variation de la dureté de l'éprouvette exprimée en unités Brinell en fonction du temps de chargement.

Nous constatons que le module croît rapidement en fonction de la teneur en hydrogène. Le module varie par exemple de $E = 20365$ kg/mm² à $E = 22600$ kg/mm², soit une augmentation de 11 % pour une teneur en hydrogène de l'ordre de 120^{cm^3} aux 100^g. Si l'on effectue le dégazage de l'éprouvette (lorsqu'on a atteint la dureté maximum) par la méthode du bombardement ionique, on constate que le module revient à sa valeur initiale, tandis que la dureté reste constante.

Dans un deuxième chargement après ce dégazage, on constate sur la courbe 1 *bis* que le module croît à nouveau, mais il tend vers une limite moins élevée que précédemment. La dureté (courbe 2 *bis*) tend à décroître lentement, ce qui indique, comme nous l'avons montré dans un travail précédent, un début de dégagement de l'hydrogène sur le contour des grains [3] et la formation de soufflures gazeuses.

Cette interprétation est en bon accord avec les expériences résumées dans le diagramme de la figure 2 et dans laquelle nous avons chargé le fer par le

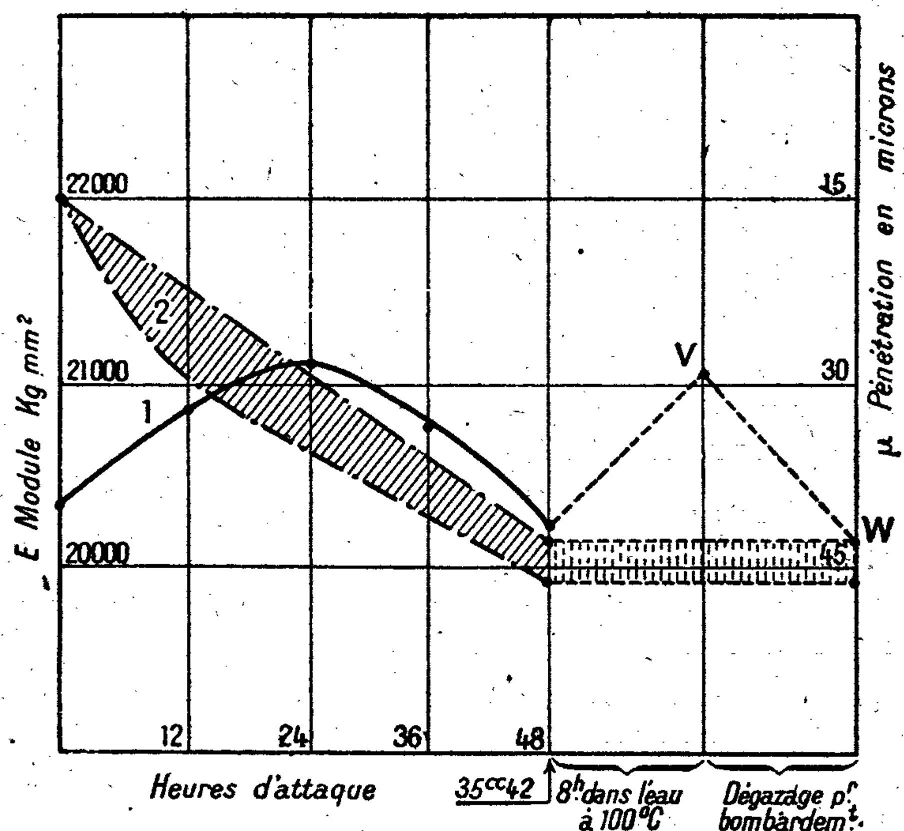


Fig. 2. — Variation du module du fer en fonction du temps d'attaque (HCl 10 %).

procédé de l'attaque en milieu acide (HCl à 10 %). La courbe 1 indique la variation du module; elle présente un maximum. La courbe 2 [4] indique, non pas la dureté, mais la variation de la pénétration de la bille en microns (bille

---

(3) Léon Moreau, Georges Chaudron et Albert Portevin, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 554.

(4) Dans ce cas les valeurs trouvées se placent entre les deux courbes indiquées sur la figure.

de $1^{mm},54$ sous une charge de $12^{kg},480$); elle montre que la pénétration augmente au fur et à mesure du chargement par suite de la formation de soufflures d'hydrogène aux contours des grains. Le module est donc soumis à deux influences inverses, ce qui explique le maximum de la courbe 1. Par repos dans l'eau bouillante, on sait que l'hydrogène contenu dans les poches intergranulaires se dégage; on constate alors que ce départ d'hydrogène moléculaire permet de faire remonter la valeur du module (voir point V de la figure 2); au contraire le dégazage par bombardement de l'hydrogène fixé dans le réseau abaisse le module (voir point W de la figure 2); au cours de ces deux dernières opérations la dureté est restée constante. L'hydrogène en insertion dans le réseau modifierait donc d'une manière notable les liaisons atomiques puisqu'il provoque des variations du module d'élasticité relativement importantes à l'égard de la quantité d'hydrogène.

CHIMIE MINÉRALE. — *Influence de traces de fer sur les propriétés magnétiques des alliages magnésium-cérium riches en magnésium.* Note de Mlle **Françoise Mahn**, présentée par M. Paul Lebeau.

Les alliages magnésium-cérium, contenant de 20 à 40 % de cérium, sont, d'après Haughton et Schofield (1), faiblement attirés par un aimant permanent. Le cérium initial entrant dans la constitution de l'alliage n'est pas attiré par l'aimant, malgré une teneur en fer de 1,25 %. Haughton et Schofield concluent à un léger ferromagnétisme propre aux alliages magnésium-cérium.

J'ai préparé, en vue de leur étude magnétique, ces mêmes alliages (contenant jusqu'à 33 % de cérium) à partir de métaux très purs (à moins de 0,003 % de fer). Leur coefficient d'aimantation reste constant quand le champ magnétique croît (voir le tableau). Le ferromagnétisme observé n'est donc pas une propriété caractéristique de l'alliage. Il semble dû à la mise en liberté de fer métallique par introduction du magnésium dans le cérium.

Dans le but de contrôler l'apparition de ce ferromagnétisme, j'ai déterminé, en fonction de la teneur en fer et pour différents champs, les coefficients d'aimantation du magnésium, du cérium et des alliages magnésium-cérium.

Le magnésium fondu en présence de fer titre au plus, après refroidissement, 0,1 % de fer. Cette teneur maximum est considérablement diminuée par refusions successives du métal (décantation du fer). Le coefficient d'aimantation du magnésium varie linéairement, à température et à champ constants, en fonction de la teneur en fer. On atteint, par extrapolation à une concentration en fer nulle, la vraie valeur du coefficient d'aimantation du magnésium $\chi = 0,6.10^{-6}$ à 15° C. Ce chiffre est assez voisin de celui que j'ai obtenu, à la même température, par saturation magnétique d'un magnésium contenant seulement 0,002 % de fer : $0,54.10^{-6}$. Honda (2), par la même méthode,

(1) *J. Inst. of Metals*, 60, 1937, n° 1, p. 339.
(2) *Ann. Phys.*, 32, 1910, p. 1027.

trouve 0,55. 10^{-6}. Le dosage magnétique du fer représente environ 70 % du fer dosé chimiquement; ce métal est donc, dans le magnésium solide, soit à l'état libre, soit à l'état de combinaison très ferromagnétique.

Contrairement à ce que l'on observe pour le magnésium, l'addition de petites quantités de fer (moins de 1,27 %) au cérium pur influe peu sur ses propriétés magnétiques à la température ordinaire. Pour le cérium pur, à 16° C., χ varie de 17,9. 10^{-6} dans 3000 gauss à 17,6 dans 9300 gauss; pour le cérium à 1,27 % de fer, χ varie de 24,8 (2200 gauss) à 23,6 (8800 gauss).

Le mélange de cérium paramagnétique à 1,27 % de fer et de magnésium pur donne des alliages (20 à 40 % de cérium) dont le ferromagnétisme très net se traduit (voir le tableau) par une forte diminution de χ en fonction du champ. Dans ces alliages, le fer, précipité à l'état très divisé, se décante lentement comme dans le magnésium pur.

La fusion directe, à 870° C., d'un magnésium-cérium (Ce $<$ 40 %) en présence d'un grand excès de fer, ne permet pas d'introduire plus de 0,1 % de fer. Ces alliages sont très légèrement ferromagnétiques.

Coefficients d'aimantation comparés χ des alliages Mg–Ce *purs et des alliages contenant du fer.*

(χ_1 et χ_2 valeurs de χ pour des champs de 2200 et 8800 gauss).

Alliage à 33 % de cérium.			*Alliage à 25 % de cérium.*			*Alliage à 11 % de cérium.*			*Alliage à 0,6 % de cérium*		
Fer. %	$\chi.10^5$.	$\chi_2.10^5$.	Fer. %	$\chi_1.10^6$.	$\chi_2.10^5$.	Fer. %	$\chi_1.10^6$.	$\chi_2.10^6$.	Fer. %	$\chi_1.10^6$.	$\chi_2.10^6$.
0,003...	6,90	6,90	0,003...	4,0	4,0	0,002...	2,40	2.40	0,002..	0,80	0,75
0,4.....	49	26	0,22....	10	6,0	0,02....	3,43	2,55	0,04...	1,00	0,77

L'étude précédente permet les conclusions suivantes :

1° Le ferromagnétisme des alliages magnésium-cérium signalé par Haughton et Schofield est dû intégralement à une précipitation par le magnésium, soit de fer libre, soit d'un alliage très ferromagnétique à base de fer.

2° Le fer étant extrêmement peu soluble dans les magnésium-cérium (Ce $<$ 40 %), un matériel de fer peut-être utilisé sans inconvénient pour l'élaboration pratique de ces alliages par fusion de leurs constituants.

CHIMIE MINÉRALE. — *Hydrolyse du carbonate de magnésium* $CO^3Mg, 3H^2O$, *en présence de chlorure de magnésium.* Note de Mme **Léone Walter-Lévy**, par M. Paul Pascal.

Nous avons établi [1] que l'addition de petites quantités de carbonate de magnésium trihydraté ou de bicarbonate de potassium ou de magnésium à des solutions très concentrées de chlorure de magnésium pouvait donner naissance aux sels $Cl^2Mg, CO^3Mg, 7H^2O$; $Cl^2Mg, 2CO^3Mg, 6H^2O$; $Cl^2Mg, 2CO^3Mg, Mg(OH)^2, 6H^2O$. A partir de solutions moins concentrées nous avons obtenu

[1] *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 1405; **204**, 1937, p. 1943; **206**, 1938, p. 1898.

un sel basique présentant un spectre caractéristique (F) ([2]), différent en particulier des spectres du trihydrate (T) des chlorocarbonates ($C_I Cl$, $C_{II} Cl$, E) et des carbonates basiques (A : de l'hydromagnésite $5MgO, 4CO^2, 5H^2O$, B : de $4MgO, 3CO^2, 3H^2O$) ([3]).

Afin de définir le composé de spectre F, nous avons spécialement étudié l'hydrolyse du carbonate $CO^3Mg, 3H^2O$ ([4]) en fonction du temps, de la concentration des réactifs et de la température. Les résidus de l'hydrolyse ont été lavés à l'alcool, séchés à l'air, examinés aux rayons X et analysés.

Le tableau ci-dessous groupe quelques-uns des résultats obtenus.

V.	P.	C.	T.	Durée de la réaction.	Spectre X.	$\frac{CO^2}{\text{Alcalinité}}$.	$\frac{CO^2}{MgO}$.	$\frac{Cl^2}{\text{Alcalinité}}$.	$\frac{H^2O}{\text{Alcalinité}}$.
cm³	g	mol/l	°						
1000	20	3,0	25	5 mois	F	0,835	0,810	0,030	1,63
1000	20	3,0	40	5 jours	T	0,957	0,943	0,012	2,72
1000	20	3,0	40	10 jours	T + F	0,850	0,811	0,036	1,85
1000	20	3,0	40	20 jours	F	0,839	0,814	0,032	1,66
1000	20	3,0	40	1 mois	F	0,835	0,808	0,032	1,62
1000	20	3,0	40	2 mois	F	0,836	0,807	0,029	1,68
1000	20	3,0	40	3 mois	F	0,833	0,804	0,028	1,64
500	20	4,2	40	2 mois	E	0,689	0,494	0,393	2,82
750	20	3,5	40	2 mois	F	0,797	0,726	0,099	1,79
875	20	3,3	40	2 mois	F	0,828	0,797	0,042	1,80
1000	20	3,0	40	2 mois	F	0,836	0,807	0,029	1,68
1125	20	2,8	40	2 mois	F	0,836	0,814	0,029	1,72
1250	20	2,6	40	2 mois	F	0,830	0,808	0,026	1,67
1375	20	2,5	40	2 mois	F	0,833	0,808	0,022	1,61
1500	20	2,4	40	2 mois	F	0,825	0,804	0,023	1,59
3000	20	1,4	40	2 mois	F	0,822	0,803	0,022	1,48
Eau pure	20	0,0	40	2 mois	F	0,811	0,812	0,000	1,57
1000	10	3,0	50	20 jours	F	0,829	0,805	0,028	1,59
1000	20	3,0	50	20 jours	F	0,833	0,810	0,029	1,60
1000	40	3,0	50	20 jours	F	0,830	0,808	0,027	1,63
1500	10	2,4	70	1 jour	F	0,832	0,806	0,027	1,70
1500	10	2,4	70	2 jours	F	0,833	0,813	0,027	1,59
1500	10	2,4	70	1 mois	A	0,797	0,803	0,007	1,20
1500	10	2,4	90	3 heures	A	0,807	0,816	0,011	1,34
1500	10	2,4	105	1/2 heure	A	0,791	0,782	0,014	1,33

(Les concentrations finales en magnésie et CO^2 sont très faibles, de l'ordre de 0,005 mol/l.)

V, Volume d'eau ajouté à 1kg de $Cl^2Mg, 6H^2O$; P, Poids de trihydrate ajouté à 1kg de Cl^2Mg; C, concentration finale de Cl^2Mg en mol/l; T, Température de la réaction.

Dans les solutions de chlorure plus diluées que celles où cristallisent les sels

---

([2]) Les distances réticulaires et les intensités du spectre F sont : 16,7 (F); 10,80 (F); 8,14 (ff); 6,46 (f); 5,98 (FF); 5,00 (ff); 4,45 (f); 4,18 (m); 3,51 (m); 3,17 (m); 2,90 (F); 2,66 (m); 2,55 (m); 2,42 (m); 2,33 (m); 2,18 (F); 2,11 (m); 2,03 (f); 1,98 (m); 1,91 (f); 1,85 (m); 1,78 (f); 1,73 (m); 1,62 (m); 1,60 (f); 1,56 (m); 1,52 (f); 1,46 (f); 1,41 (ff); 1,39 (m); 1,33 (m); 1,28 (f).

([3]) *Annales de Chimie*, 7, 1937, p. 120.

([4]) Le trihydrate se forme généralement en premier lieu au-dessous de 75° par addition de bicarbonate de potasse ou de magnésium aux solutions de chlorure de magnésium.

mixtes et dans l'eau; l'hydrolyse du trihydrate, très lente à la température ordinaire, est complète au bout de 5 mois à 25°, 1 mois à 40°, 10 jours à 50°, 1 jour à 70°, 3 heures à 90°, 30 minutes à l'ébullition. La décomposition des phases solides marque alors un temps d'arrêt, accusé par un palier du rapport CO^2/alcalinité, puis continue ensuite très lentement.

La durée des essais étant fixée de manière que la transformation du trihydrate en sels basiques soit assurée, le rapport CO^2/alcalinité passe par un maximum quand les concentrations en chlorure varient. Ce maximum est atteint pour $pH = 7$ et des concentrations comprises entre 2,5 mol/lit et 3 mol/lit. Il se fixe, de 15 à 70°, à 0,833. Les rapports H^2O/alcalinité correspondant à ces maxima oscillent autour de 1,6. Les résidus d'hydrolyse contiennent de petites quantités de chlorure que le lavage rapide à l'alcool n'a pas complètement éliminées et que l'on peut considérer comme adsorbées ([5]).

Les diagrammes relatifs aux paliers des rapports CO^2/alcalinité et H^2O/alcalinité en fonction de la concentration des solutions, du temps, de la température constituent les spectres F les plus nets que l'on puisse obtenir. Nous pouvons donc attribuer au carbonate basique de spectre F la formule $6MgO, 5CO^2, 9$ ou $10 H^2O$.

Dans les solutions plus diluées en chlorure que 2,5 mol/lit et dans l'eau, les produits de la décomposition du trihydrate, de rapport CO^2/alcalinité variant de 0,833 à 0,800, donnent des diagrammes diffus où l'on peut distinguer les raies des spectres F et A. Avec le temps, du moins aux températures les plus élevées, ces résidus se transforment en hydromagnésite. Nous avons pu suivre à 70°, en un mois, l'évolution du composé de spectre F en hydromagnésite.

Nous admettrons donc que l'hydrolyse très lente du carbonate trihydraté $CO^3Mg, 3H^2O$, de 18 à 70°, en présence de chlorure de magnésium ([6]), donne naissance à un hydrocarbonate légèrement moins basique, plus hydraté que l'hydromagnésite, et dont la composition chimique peut se traduire par la formule $6MgO, 5CO^2, 9$ ou $10H^2O$. Ce sel est moins stable que l'hydromagnésite à 70° et au-dessus de 70°.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Représentation ionique de composés organiques à azote trivalent (amines et éthers de l'acide thiocyanique).* Note de M. **Henri Triché**.

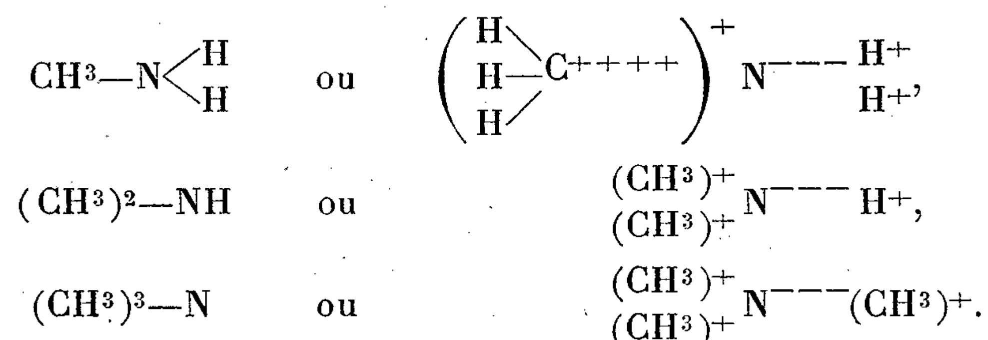
I. On admet que les amines sont constituées par un ion N^{---} et trois groupements positifs ([1]). On peut montrer l'exactitude de cette structure en

([5]) Ces quantités de chlorure de magnésium expliquent que les rapports soient moindres que les rapports CO^2/alcalinité.

([6]) D'autres sels solubles de magnésium pourraient être substitués au chlorure, tels que nitrates, bromures, iodures, chlorates et bromates.

([1]) Delépine, *Établissement des formules de constitution* (*Traité* de Grignard, 1, p. 913).

considérant les parachors de la méthylamine (95,9), de la diméthylamine (136,6) et de la triméthylamine (177,6). Ces trois corps ont pour formule



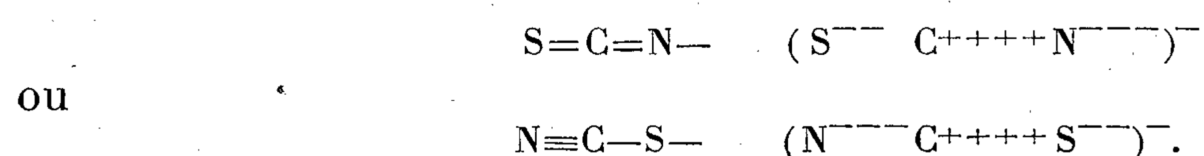
Ces trois corps ayant des propriétés chimiques voisines, on peut admettre que le parachor de la famille P_s est bien défini. On a donc

$$\frac{95,9}{\Sigma r^3} = \frac{136,6}{\Sigma r^3} = \frac{177,6}{\Sigma r^3} = P_s,$$

r étant le rayon d'un ion dans une molécule. Le rayon de l'ion N^{---} est connu, 1,71 Å (Goldschmidt). Le volume d'un ion $(CH^3)^+$ est connu, il est sensiblement égal au volume de trois ions H^- et a été calculé en considérant les parachors des composés $(CH^3)^2O$ et $(CH^3)^2S$ ([2]).

L'analogie des propriétés chimiques entre l'ammoniac et les amines conduit à comparer le rayon de l'ion H^+ dans ces composés. Dans NH^3 nous avons trouvé, en considérant les parachors de NH^3 et PH^3 ([3]), que l'ion H^+ avait un rayon de 1,00 Å. Or, de la première égalité on tire $r_{H^+} = 1,09$ Å, et de la seconde $r_{H^+} = 1,05$ Å. Ces trois valeurs sont donc concordantes et dans les amines l'ion H^+ doit se trouver comme dans NH^3 à une distance d'environ 1 Å du noyau de l'azote.

II. Appliquons le même raisonnement aux composés $SCNCH^3$ et $SCNC^2H^5$ dont les parachors ont pour valeurs 168,6 et 209,1. Nous connaissons les volumes de $(CH^3)^+$ et $(C^2H^5)^+$ calculés au moyen des parachors des composés $SO^4(CH^3)^2$ et $SO^4(C^2H^5)^2$. On en déduit que le rayon de la sphère équivalente à l'ion $(SCN)^-$ est de 2,15 Å. Or, si l'on calcule le rayon de la sphère équivalente à partir des rayons ioniques de Goldschmidt, on trouve 2,17 Å. La concordance est bonne et l'ion $(SCN)^-$ est donc représentable par



On met ainsi en évidence la possibilité d'existence de deux isomères : l'acide thiocyanique et l'acide isothiocyanique.

On peut donc construire les molécules organiques au moyen d'ions (plus ou moins déformés) dont les rayons ont été déterminés expérimentalement, au moyen des rayons X, sur des composés minéraux.

([2]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 280.
([3]) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 737.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur deux dérivés mercuriques du pyramidon.* Note de M. **Roger-Gilbert Douris**, présentée par M. Marcel Delépine.

De nombreux auteurs ont étudié les dérivés d'addition de l'antipyrine avec certains sels de mercure tels que les halogénures et le cyanure ([1]). En particulier, Astre et ses collaborateurs décrivaient ici même ([2]) certains dérivés mercuriques de l'antipyrine, puis abordaient l'étude des dérivés correspondants du pyramidon ([3]). De l'ensemble des travaux effectués dans cette voie, il résulte que, malgré leur grande analogie de constitution, le pyramidon et l'antipyrine ne donnent pas toujours avec les sels mercuriques des composés d'addition exactement bâtis sur le même modèle. Il nous a donc paru intéressant de préparer certains dérivés du pyramidon qui n'avaient pas encore été obtenus, à commencer par le composé d'addition avec le cyanure de mercure.

Dérivé cyanomercurique du pyramidon. — Ce corps s'obtient en mélangeant une solution de $4^g,60$ (2/100 de molécule) de pyramidon dans 80^g d'eau avec une solution de 5^g (2/100 de mol.) de cyanure de mercure dans 20^g d'eau bouillante. On porte à l'ébullition et, par refroidissement, on obtient des cristaux abondants qui sont recueillis, essorés et séchés dans le vide sulfurique. Ces mêmes cristaux peuvent être préparés en utilisant des proportions différentes de cyanure de mercure et de pyramidon. On peut aussi les faire recristalliser dans l'eau sans changer leur composition. Ils sont peu solubles dans l'eau froide (1,50 % environ) et pratiquement insolubles dans l'éther éthylique. Ils fondent à 173° et répondent à la formule $C^{13}H^{17}N^{3}O.(CN)^{2}Hg$. Dosage du mercure : trouvé 41,31 % ; calculé 41,41 %.

La solution aqueuse de ce dérivé donne avec les bases alcalines un précipité blanc insoluble dans un excès de réactif, soluble dans l'iodure de potassium. En milieu chlorhydrique, on obtient avec l'iodure de potassium un précipité jaune soluble dans un excès de réactif. Le nitrate d'argent donne un précipité blanc surmonté d'une solution bleue. L'acide phosphoreux, en présence d'acide chlorhydrique, fournit un précipité blanc de chlorure mercureux pouvant servir au dosage du mercure comme dans le cas du cyanure de mercure ([4]) et des autres dérivés d'addition du pyramidon avec le chlorure mercurique.

Dérivé chloromercurique chlorhydrique du pyramidon. — Le pyramidon possède une fonction basique que démontre l'existence d'un chlorhydrate assez instable d'ailleurs ([5]). Cette basicité permet jusqu'à un certain point d'expliquer

---

([1]) Hirsch, *Ber. pharm. Gesell.*, **6**, 1896, p. 285; Schuyten, *Bull. Acad. royale Belg.*, 3e série, **33**, 1897, p. 821.

([2]) Astre et Ville, *Comptes rendus*, **130**, 1900, pp. 837 et 1256.

([3]) Astre et Bécamel, *Bull. Soc. chim. France*, 3e série, **33**, 1905, p. 1085.

([4]) R.-G. Douris, *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 240.

([5]) Aubouy, *Thèse doct. Pharmacie*, Montpellier, 1909.

la présence d'acide chlorhydrique dans le composé $C^{13}H^{17}N^{3}O.Cl^{2}Hg.ClH$ obtenu par Astre et Bécamel ([3]). Nous avons voulu voir si la fixation d'acide chlorhydrique était également possible sur le dérivé cyanomercurique avec formation d'un composé analogue. Dans ce but, si l'on ajoute de l'acide chlorhydrique à une solution du dérivé cyanomercurique du pyramidon, on constate immédiatement un dégagement d'acide cyanhydrique qui montre l'impossibilité d'obtenir le dérivé cherché. Si l'on concentre au bain-marie à petit volume, on peut séparer par refroidissement un produit bien cristallisé qui ne renferme plus d'ion cyanogène. Contrairement à l'attente, ce corps, fondant avec décomposition vers 118°, est différent du dérivé chloromercurique isolé par Astre et Bécamel et répond à la formule $C^{13}H^{17}N^{3}O.Cl^{2}Hg.2ClH.OH^{2}$. Dosages de mercure (trouvé 33,68 % ; calculé 33,73 %) et de chlore (trouvé 23,89 % ; calculé 23,94 %. Si on le maintient dans le vide sulfurique pendant plusieurs jours, on constate une perte de poids qui atteint et dépasse même légèrement le pourcentage théorique de 3,03 % d'eau.

Par ailleurs ce dérivé est décomposable par l'eau en donnant, pour une certaine dilution, le composé d'Astre et Bécamel, de formule $C^{13}H^{17}N^{3}O.Cl^{2}Hg$ qui renferme 39,8 % de mercure.

Par suite notre composé chlorhydrique peut aussi être préparé à partir du chlorure mercurique en utilisant une concentration chlorhydrique convenable : nous avons reconnu qu'il se formait toujours dans les solutions chlorhydriques contenant au moins 20^g de gaz ClH pour 100^g d'eau. Au-dessous de cette concentration, c'est le dérivé d'Astre et Bécamel, de formule $C^{13}H^{17}N^{3}O.Cl^{2}Hg.ClH$ qui se forme.

Ainsi donc le pyramidon, comme l'antipyrine, donne avec le cyanure mercurique un dérivé d'addition molécule à molécule. En outre, en milieu chlorhydrique concentré, on peut isoler en partant soit du cyanure de mercure, soit du chlorure mercurique, un même corps de formule $C^{13}H^{17}N^{3}O.Cl^{2}Hg.2ClH.OH^{2}$, d'où l'on peut faire dériver, par action de l'eau, les autres composés d'addition du chlorure mercurique et du pyramidon obtenus autrefois par Astre et Bécamel.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Processus de dédifférenciation dans le développement des racines adventives. Dédifférenciation des cellules chlorophylliennes.* Note ([1]) de M. **Roger Buvat**, présentée par M. Louis Blaringhem.

L'étude histologique ([2]) a montré la diversité des cellules remaniées lors de la formation de racines sur les tiges de *Lycopersicum esculentum*. Nous résumerons dans cette Note les modifications des cellules chlorophylliennes du péricycle, du liber, de l'endoderme et du collenchyme.

([1]) Séance du 7 février 1944.

([2]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 473.

1° *La dédifférenciation des cellules péricycliques.* — Ces éléments subissent les transformations les plus profondes; leur dédifférenciation peut être divisée en deux phases. Au cours de la première, les modifications les plus considérables affectent les chloroplastes et les chondriosomes. Les chloroplastes, nombreux et discoïdes, résorbent leur amidon dès les premières mitoses et se divisent activement en éléments de plus en plus petits, par étranglements suivis d'étirements. A la fin de cette première phase, ils se trouvent dispersés en granules et en courts bâtonnets qui se confondent avec les chondriosomes ordinaires. Ces derniers manifestent au début de la dédifférenciation des processus très particuliers. Ils deviennent globuleux, puis une région non colorable apparaît au centre de la plupart d'entre eux et leur donne l'aspect de petites vésicules. Avant la fin de la première phase, cette région centrale se réduit, s'annule et les chondriosomes reprennent leur forme primitive. Il s'agit donc d'une ***vésiculisation réversible***, tout à fait différente des phénomènes décrits sous le nom de *cavulation* ou de la vésiculisation qui se produit au cours de la *nécrobiose* (Guilliermond). Alors que ces derniers processus ont un caractère morbide, ceux que nous avons observés annoncent au contraire un accroissement d'activité précédant le *rajeunissement* des cellules.

A la fin de la première phase, les cellules issues du péricycle présentent donc un chondriome homogène, formé de mitochondries granuleuses et de courts bâtonnets parmi lesquels on ne distingue plus de plastes différenciés. Par ailleurs, ces cellules ont toujours une seule grande vacuole et leur cytoplasme est encore réduit à une fine pellicule pariétale. Le noyau, quiescent, lenticulaire ou ellipsoïde, appliqué contre la membrane, s'est peu modifié. Ces caractères cytologiques rappellent ceux des *cellules méristématiques secondaires* des dicotylédones.

Au cours de la *seconde phase de dédifférenciation*, les transformations essentielles portent sur le noyau, le cytoplasme et les vacuoles. Le noyau quiescent, de plus en plus globuleux, tend à devenir sphérique, quitte le côté de la cellule où il se trouvait appliqué et prend une position centrale. Il s'enrichit en chromatine et son nucléole grossit. Le cytoplasme devient de plus en plus abondant; des trabécules cytoplasmiques, en nombre croissant, se tendent à travers la vacuole, puis confluent latéralement et forment des nappes de cytoplasme qui finissent par morceler cette vacuole en vacuoles de plus en plus petites, où se conservent parfois des précipités colorables.

Les petites cellules formées prennent ainsi l'aspect habituel des *celulles méristématiques primaires*. Effectivement, elles s'agencent en méristèmes radiculaires fonctionnels. Au cours de la seconde phase de dédifférenciation, *les cellules passent donc de l'état structural de cellules méristématiques secondaires à l'état structural de cellules méristématiques primaires*.

2° *La dédifférenciation des autres cellules chlorophylliennes.* — Les cellules chlorophylliennes du parenchyme libérien et les cellules endodermiques

subissent une première phase de dédifférenciation analogue à celle du péricycle et aussi complète; par contre, la seconde phase est moins poussée et s'arrête plus ou moins tôt, lorsque les cellules présentent une structure intermédiaire entre les cellules des méristèmes secondaires et celles des méristèmes primaires.

Toutefois les chloroplastes des cellules endodermiques portent toujours des grains d'amidon nombreux et de grande taille; ce fait se retrouve parfois dans les autres cellules chlorophylliennes lorsque les racines sont provoquées par bouturage. Dans ces cas la première phase est plus longue, car l'amidon est résorbé lentement et ne disparaît pas toujours entièrement à l'intérieur des plastes. En effet la substance élaboratrice se rassemble à la surface des grains sous forme de cupules, de masses piriformes ou granuleuses, qui se divisent et se dispersent dans le cytoplasme en prenant l'aspect des chondriosomes indifférenciés, tandis que les produits de la digestion de l'amidon forment de petites vacuoles transitoires. Dans la plupart des cas, la vésiculation réversible des chondriosomes se produit, avec une ampleur variable, au début de la 1[re] phase.

La suite de la régresssion, qui se poursuit plus ou moins loin selon les cellules, est semblable au début correspondant de la seconde phase de dédifférenciation des cellules péricycliques. Les cellules de la base de l'ébauche, issues du liber, présentent toutes les structures intermédiaires entre les cellules méristématiques apicales, à petites vacuoles et noyau central, issues du péricycle, et les cellules à grande vacuole unique et à noyau appliqué contre la membrane, n'ayant subi que la première phase de régression.

De même, les cellules endodermiques ne se dédifférencient pas au delà du stade où l'appareil vacuolaire est morcelé en un petit nombre de vacuoles, encore volumineuses. Les cellules collenchymateuses forment, par divisions transversales, suivies de croissance, des cellules isodiamétriques de grande taille. Les chloroplastes se divisent également, deviennent plus petits, mais ne régressent pas davantage. Signalons que le retour des mitoses dans les cellules du collenchyme nous a fourni l'occasion de constater que beaucoup d'entre elles sont *fortement polyploïdes* : nous y avons trouvé des chromosomes en nombre voisin de 100, soit environ 8 n.

En résumé, la dédifférenciation des cellules chlorophylliennes étudiées commence par les structures différenciées du chondriome, constituées ici par les chloroplastes, et ramène d'abord les cellules au stade structural des *cellules méristématiques secondaires*. Dans une seconde phase, qui concerne surtout le noyau, le cytoplasme et l'appareil vacuolaire, les cellules passent du type cambial au *type méristématique primaire*.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur les relations existant entre le gradient de résistance à la chaleur, la maturation et l'hydratation des tissus végétaux.* Note de M. **Henri Prat**, présentée par M. Louis Blaringhem.

J'ai indiqué ([1]) comment on pouvait concevoir le système des gradients histo-physiologiques qui se manifestent dans un végétal, gradients liés aux fonctions de ses diverses parties et commandant son organogenèse. Ils sont pour la plupart interdépendants. Par exemple le gradient de résistance mécanique est lié directement à l'état d'évolution des tissus. J'ai utilisé ce fait pour obtenir, grâce à un appareil dynamométrique simple ([2]), une expression numérique des gradients de maturation, ceux-ci se montrant tantôt uninodaux, tantôt multinodaux.

J'ai étudié parallèlement les gradients de résistance à la chaleur. Par exemple, en soumettant des germes de Pomme de terre à des températures comprises entre 50 et 60° pendant des durées échelonnées, j'ai observé que la partie la plus sensible est constituée par l'apex, la résistance croissant régulièrement en allant vers la base de l'organe ([3]). Sur des plantules de Pois exposées à 55° pendant 15 minutes, l'extrémité de la radicule meurt, tandis que la tigelle est seulement freinée dans sa croissance ultérieure, d'où une activation compensatrice des deux bourgeons axillaires des cotylédons. Si la durée d'exposition est portée à 45 minutes, la plus grande partie de la racine est tuée, de même que la tigelle. Dès lors la végétation ne se poursuivra plus qu'au moyen de ces bourgeons cotylédonnaires et des radicelles du moignon supérieur de la racine.

Rapprochons ces résultats de ceux qu'a obtenus M. Gain ([4]) sur diverses graines (Tournesol, Lin, Colza), résultats confirmés et étendus ultérieurement par M. David ([5]), ([6]). Nous pouvons en tirer les conclusions suivantes : Dans chaque catégorie de tissus, ce sont les cellules les plus anciennement différenciées qui sont les plus résistantes, tandis que les méristèmes présentent le maximum de sensibilité. Ainsi le gradient de résistance à la chaleur dériverait tout d'abord du gradient de maturation. Il dépend donc en premier lieu, lui aussi, du plan local de croissance et de différenciation de l'organe considéré : il est *cambiofuge*. Mais en outre, à âge égal, les tissus de la tigelle semblent plus résistants que ceux de la radicule. Ce gradient est donc également influencé par la polarité générale de la plante. Pour vérifier ses rapports avec la maturation,

---

([1]) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 253.

([2]) *Ann. Sc. Nat.*, 1e série, **17**, 1935, p. 81.

([3]) *C. R. Soc. Biol.*, **138**, 1943, filiale de Marseille.

([4]) *Comptes rendus*, **174**, 1922, p. 1557; **178**, 1924, p. 865.

([5]) *Thèse*, 1936, Marseille; *Bull. Soc. Linn. Prov.*, **13**, 1942, p. 13; *ibid.*, **14**, 1943, p. 4.

([6]) Notons que, ces auteurs opérant sur des graines donc sur un matériel beaucoup moins hydraté, les températures utilisées devaient être plus élevées (80 à 150°).

j'ai étudié, dans les mêmes organes, le gradient de résistance mécanique à la section, selon la méthode mentionnée plus haut ([2]). J'ai pu constater une concordance générale entre les courbes exprimant ces divers gradients.

Pour interpréter correctement ces expériences, il faut en outre considérer que l'effet nécrosant sur les cellules est en réalité la somme de deux actions, l'influence directe de la température et celle de la déshydratation. Pour les séparer, j'ai fait des expériences comparatives en atmosphère sèche et en atmosphère humide; j'ai observé que le gradient de résistance à la chaleur gardait le même sens, mais non la même pente : en air sec il est abrupt, les durées d'exposition nécessaires pour tuer les cellules montrant un écart considérable d'une extrémité à l'autre de l'organe; en atmosphère humide, la résistance est plus uniforme. Dans le premier cas nous avons donc probablement addition de deux gradients : l'un, de résistance à la dessiccation, fort abrupt; l'autre, de résistance thermique proprement dit, à pente plus douce, mais tous deux dirigés des méristèmes vers les parties les plus différenciées.

Il m'a semblé intéressant de relier ces faits au gradient d'hydratation. Chez le germe de Pomme de terre nous observons, de la base vers l'apex, une augmentation réguliére de la teneur en eau, qui, exprimée pour 100 de matière sèche, passe, par exemple, de 350 % à la base à 900 % au sommet. La courbe obtenue est inverse de celle de la résistance à la chaleur et de celle de la résistance mécanique.

Toutes choses égales d'ailleurs, un tissu serait donc d'autant plus résistant à la chaleur sèche : 1° que sa maturation est plus poussée; 2° qu'il est moins hydraté; 3° qu'il est plus résistant aux actions mécaniques.

Les variations progressives de ces propriétés le long d'un organe constituent autant de gradients, liés entre eux et faisant partie de tout le système cohérent des gradients physiologiques et histologiques en interaction permanente. Ils sont en relation, d'une part avec la polarité générale de la plante, accusée dès les premiers stades de la vie embryonnaire; d'autre part avec le type spécial de croissance de chaque organe, c'est-à-dire avec la figure d'équilibre s'établissant localement en fonction de la vitesse de prolifération et de la vitesse de vieillissement des cellules.

CHIMIE AGRICOLE. — *Sur la rétention de l'ion* SO^4 *dans les sols.* Note de MM. **Georges Barbier** et **Jean Chabannes**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

On admet généralement que l'ion SO^4 n'est pas soumis au pouvoir absorbant du sol. Cette conception cadre mal avec les résultats des recherches de G. Bertrand et L. Silberstein (*Ann. Sc. agron.*, 44, 1927, p. 71), qui ont démontré qu'il faut plusieurs extractions au moyen d'eau chlorhydrique à l'ébullition pour séparer du sol la totalité des sulfates qu'il renferme. La

quantité dissoute dans ces conditions est très supérieure à la quantité soluble dans l'eau pure. L'ion SO^4 est donc susceptible de former dans la terre soit des sels peu solubles, soit des combinaisons d'adsorption avec les colloïdes du sol. Nous établirons dans cette Note la réalité de l'existence de ces dernières.

Adsorption de SO^4 *en milieu acide.* — Lorsqu'à une suspension aqueuse de terre, contenant une petite quantité de sulfates dissous (quelques dizaines de mg de S par litre), on ajoute de l'acide chlorhydrique (jusqu'à N/1000 par exemple), on constate après filtration que la majeure partie des sulfates a disparu de la solution. La quantité d'ions SO^4 fixée augmente régulièrement au fur et à mesure que le pH s'abaisse dans les limites observées :

100g de terre de limon + 16mg S de SO^4K^2 + quantité croissante HCl + eau q. s. 200cm³.

pH	8,75	8,70	8,31	6,36	5,11	5,08	4,11	3,77
mg S fixés	0,48	0,84	1,85	2,48	3,38	4,02	5,9	6,24

Ce phénomène présente les caractéristiques essentielles d'une adsorption : 1° il se produit instantanément et n'augmente pas d'intensité avec le temps de contact, ou très lentement; 2° la quantité d'ions SO^4 fixée augmente d'une manière continue avec la quantité introduite, mais moins rapidement que celle-ci :

100g de terre des Pyrénées pH 4,7 + $CaCl^2$ 0,01 N + quantité croissante SO^4Ca; eau q. s. 200cm³.

mg S introduits	0,0	1,53	8,1	32,6
mg S fixés	−0,14	+0,88	+3,4	+ 5,95

Cette fixation d'un anion par acidification du milieu est d'ailleurs un phénomène banal, bien connu dans le cas de PO^4, et qui se produit probablement pour tous les anions (nous l'avons observé pour NO^3 et Cl), mais avec une intensité variable; elle est 4 à 8 fois plus intense pour SO^4 que pour Cl. Ajoutons que la fixation d'ions SO^4 n'a pas lieu dans l'extraction de S minéral du sol par l'acide chlorhydrique à 2 % à l'ébullition.

Fixation de l'ion SO^4 *par l'intermédiaire de* Ca *adsorbé.* — D'après ce qui précède, on pouvait espérer extraire des sols, par une solution alcaline, une quantité de SO^4 beaucoup plus grande que par l'eau. A cet égard la chaux et la potasse ont donné des résultats très différents. Si à une terre décalcifiée on ajoute des quantités croissantes de CaO, on constate que la quantité de SO^4 fixée commence par diminuer, passe par un minimum non nul en milieu légèrement alcalin, puis augmente à nouveau très rapidement en milieu fortement basique.

S introduit pour 100g de terre, 16mg de SO^4Ca.

pH	3,74	4,75	7,81	10,0	10,6	11,0
mg S fixés	4,1	1,5	1,2	1,3	2,83	14,5

Au contraire, en présence de potasse, la quantité fixée décroît constamment

au fur et à mesure que le pH s'élève. L'ion Ca favorise donc la rétention de SO^4 dans les sols, indépendamment de toute précipitation de sulfate de calcium. Un phénomène analogue a déjà été observé pour l'ion PO^4 par A. Demolon et G. Barbier (*Ann. Sc. agron.*, 1930, p. 342). Nous l'avons constaté également pour l'ion Cl, mais avec une intensité extrêmement réduite (plusieurs dizaines de fois plus faible que pour SO^4).

Adsorption de l'ion SO^4 *dans les conditions naturelles.* — En terre neutre, nous avons toujours observé qu'après addition de sulfates dissous, la concentration des ions SO^4 dans la solution est inférieure à la somme de la quantité introduite et de la quantité préexistant à l'état soluble. Autrement dit, l'addition de sulfates donne lieu à une légère fixation d'ions SO^4, ou bien entrave le passage en solution des sulfates présents dans la terre. En faisant varier la quantité introduite, nous avons obtenu pour le sous-sol d'un limon moyen, une courbe d'adsorption typique, à forte convexité, indiquant une grande énergie de rétention des faibles doses, mais une faible capacité d'adsorption.

Nous avons cherché à évaluer les quantités de SO^4 que renferment les sols à l'état adsorbé. Les valeurs obtenues pour des terres de composition moyenne sont de l'ordre de 10 à 20^{mg} S par kilogramme de terre, soit environ 30 à 60^{kg} de S pour la couche arable par hectare.

Ces nombres sont d'ailleurs des minima, car nous n'avons pas pu obtenir, par extractions alcalines répétées, un liquide exempt de sulfates, même dans un sol exempt de matière organique, une bauxite riche en hydroxyde de fer, qui retient particulièrement les sulfates. Ce dernier fait confirme les conclusions de A. Demolon et E. Bastisse ([1]) sur la difficulté d'épuisement de SO^4 dans les sols argilo-ferrugineux.

Conclusions. — L'ion SO^4 présente des propriétés intermédiaires entre celles des anions fortement absorbés par le sol, comme PO^4, et celles des anions pratiquement non retenus par le pouvoir absorbant, comme Cl. Les terres renferment à l'état adsorbé une réserve de sulfates, qui s'entretient ou s'épuise progressivement par voie d'équilibres, selon que le sol reçoit ou non des engrais sulfatés, ou des fumures organiques libérant des sulfates.

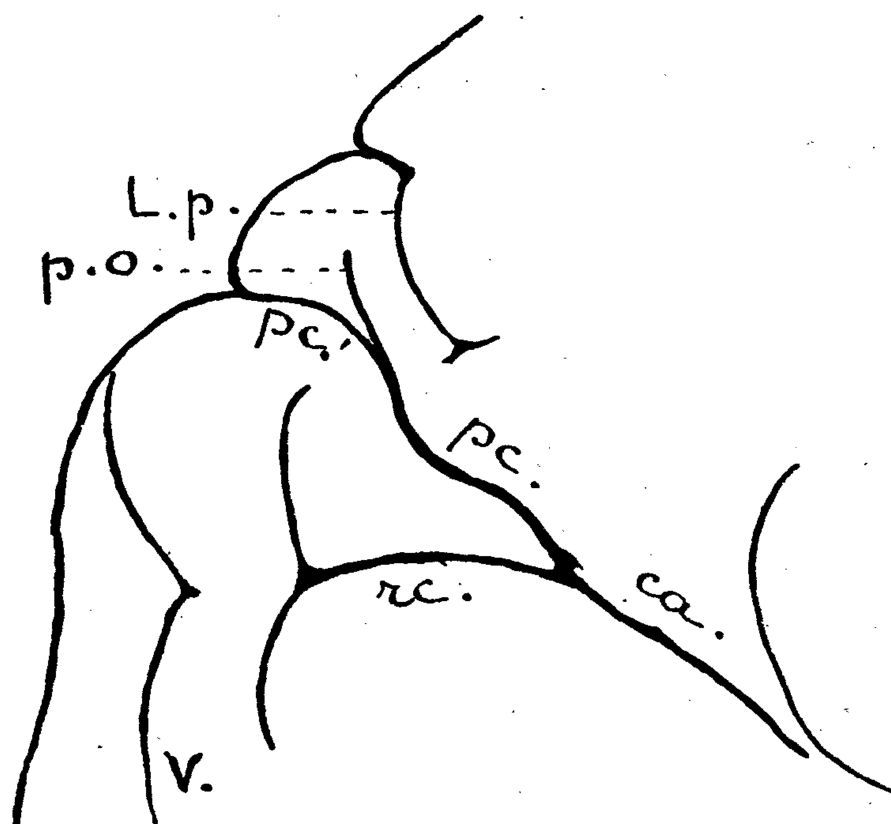
ANATOMIE COMPARÉE. — *Interprétation de la fosse pariéto-occipitale du cerveau humain.* Note de M[lle] **Madeleine Friant**, présentée par M. Émile Roubaud.

Les recherches d'anatomie cérébrale comparée que je poursuis depuis plusieurs années m'ont permis d'établir, récemment, que, chez l'Homme et les Singes, le sillon pariéto-occipital de Cunningham fait, incontestablement, partie du splénial, sillon fondamental de la face interne de l'hémisphère

---

([1]) *Comptes rendus,* **212**, 1941, p. 1002.

mammalien : c'est la paracalcarine des Lémuriens ([1]). Chez le fœtus humain du septième mois, le système calcarin ([2]) (calcarine, rétrocalcarine, paracalcarine) affecte le même aspect que celui de l'Indris et du Propithèque. Mais, chez l'adulte, la région de la paracalcarine se complique.



Région pariéto-occipitale (face interne de l'hémisphère cérébral gauche) d'un fœtus humain au début du huitième mois de la vie intra-utérine. (Clinique Tarnier, décembre 1943.)

ca, calcarine; *rc*, rétrocalcarine; *pc*, paracalcarine (sillon pariéto-occipital de Cunningham); *pc'*, extrémité distale de la paracalcarine (*sulcus paracalcarinus* de G. Elliot Smith); *p. o.*, *incisura pariéto-occipitalis*; L. *p.*, *sulcus limitans precunei*; V., *sulcus retro-calcarinus verticalis*. G. N. × 1,5 environ.

En général, ce sillon se termine dans une fosse profonde, la fosse pariéto-occipitale, à l'intérieur de laquelle se trouvent, typiquement, trois sillons distincts; ce sont, d'arrière en avant, d'après la nomenclature de G. Elliot Smith, le *sulcus paracalcarinus*, l'*incisura parieto-occipitalis* et le *sulcus limitans precunei*. Parfois aussi, ces trois sillons demeurent superficiels. Lequel d'entre eux faut-il considérer comme l'extrémité de la paracalcarine? Il est d'autant plus difficile de se prononcer que nulle région du *pallium* cérébral humain n'est plus sujette à variation que celle-ci.

J'ai étudié un cerveau fœtal du huitième mois, dont la fosse pariéto-occipitale n'est pas encore constituée ([3]). On voit le *sulcus paracalcarinus* (*pc'*.) se continuer directement, sans pli de passage, avec la paracalcarine telle que je

---

([1]) M. Friant, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 329.

([2]) Dont le nom vient de ce que, chez l'Homme, une partie de ce système, la rétrocalcarine, très profonde, détermine, à l'intérieur de la corne occipitale ventriculaire, une saillie appelée *calcar* ou ergot de Morand.

([3]) La fosse pariéto-occipitale, qui se creuse progressivement, n'est complètement fermée, en général, qu'à l'époque de la naissance.

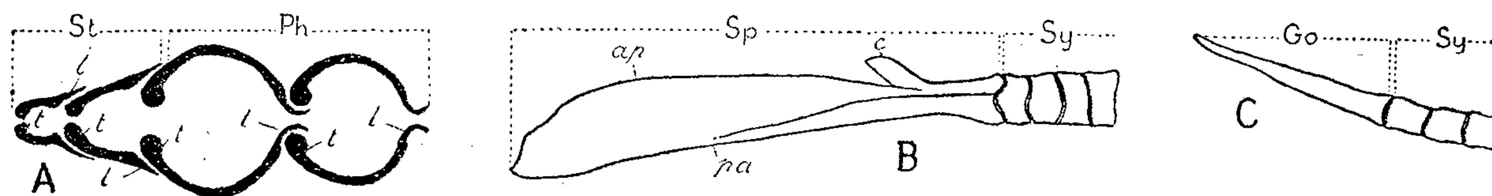
l'ai définie (*pc.*), déjà très profonde à ce stade : il ne forme, certainement, que l'extrémité distale de cette dernière. La paracalcarine englobe, partiellement, l'*incisura parieto-occipitalis* (*p. o.*), alors que le *sulcus limitans precunei* (*L. p.*) est encore, en entier, superficiel. Le *sulcus paracalcarinus* de G. Elliot Smith est donc une partie du splénial, alors que les deux autres sillons sont des formations radiaires, de complication.

Bien que G. Elliot Smith ne se soit jamais prononcé à ce sujet, il considérait, d'une manière générale, le *sulcus paracalcarinus* comme le plus « archaïque » (5) des sillons de la fosse pariéto-occipitale. Mes recherches embryologiques viennent confirmer l'opinion du grand anatomiste anglais récemment disparu.

ZOOLOGIE. — *La nageoire caudale du hareng.*
Note de M. **Paul Chabanaud.**

L'étude anatomique de l'uroptérygie (nageoire caudale) de *Clupea harengus* Linné m'a révélé une différenciation insoupçonnée des rayons dermaux (dermotriches) de cette nageoire.

Cette uroptérygie se subdivise en deux hémiptérygies dorso-ventralement symétriques et séparées l'une de l'autre par un diastème axial. La musculature interradiaire (1) fait totalement défaut et, dans chaque hémiptérygie, les



A. Schème d'une section transversale du *funicule* de quatre rayons uroptérygiens. — B. Extrémité proximale d'un hémitriche diastémal (face externe). — C. Extrémité proximale d'un hémitriche autre que le diastémal. — *ap*, côté apaxonal; *c*, éperon (*calcar*) ; *go*, gomphe; *l*, ligule; *pa*, côté paraxonal; *ph*, phrassotriches; *sp*, sphagidion; *st*, stégotriches; *sy*, synaptomères; *t*, tore.

rayons sont étroitement juxtaposés, de leur extrémité proximale à leur extrémité distale.

Chaque hémiptérygie se compose d'une série *entocercique* de rayons, qui sont tous *schizotèles* (branchus) et d'une série *ectocercique* de rayons, qui sont tous *haplotèles* (simples). La série entocercique, située à l'intérieur de l'émargination médiane de la nageoire, comprend le rayon *diastémal* (celui qui borde le diastème axial) et le rayon *apical* (celui qui forme l'apex de l'hémiptérygie). La

(5) « The oldest (phylogenetically) » [G. Elliot Smith, *Studies in the morphology of the human Brain. — I. The occipital region* (*Records of the Egyptian Government School of Medicine*). Le Caire, 1904, p. 134].

(1) C. W. Greene et C. H. Greene, *Bull. U. S. Bur. Fish.*, 33, 1913, pp. 25-59, eff. 4, 5 et 6 (*musculi interfilamenti*).

série ectocercique s'étend en dehors et en avant de cet apex; les rayons qui la composent deviennent progressivement rudimentaires; un *scutellum* la termine vers l'avant.

Les deux hémitriches (gauche et droit) qui forment chaque rayon sont constitués par un *stylomère* (article basilaire) et par un *funicule*, lequel se compose de la totalité des *synaptomères*.

Dans chaque hémitriche on distingue : une *face externe*, convexe, une *face interne*, concave, un *côté apaxonal* (le plus éloigné du diastème axial) et un *côté paraxonal* (le plus rapproché de ce diastème). Ces deux côtés sont dissemblables, mais les différences, très accusées dans la moitié proximale du funicule, s'effacent progressivement, dans sa moitié distale.

Dans tous les rayons schizotèles (série entocercique) et dans le premier rayon haplotèle de la série ectocercique, je nommerai *tore* le côté apaxonal de chaque hémitriche et *ligule*, leur côté paraxonal. Le tore est en forme de bourrelet et fait saillie sur la face interne de l'hémitriche. Au contraire, amincie et recourbée vers la face externe, la ligule de chaque hémitriche applique sa propre face externe sur le tore de l'hémitriche suivant. Il s'ensuit que les deux hémitriches d'un même rayon se trouvent réciproquement en contact, soit par leur tore et par leur ligule, soit par leur seule ligule. Tout rayon construit de la sorte sera un *phrassotriche*.

Je nommerai *stégotriches* tous les autres rayons haplotèles de la série ectocercique. Dans leurs hémitriches, on distingue également un tore apaxonal et une ligule paraxonale, mais les deux hémitriches concomitants n'entrent en contact réciproque que par leur tore; leur ligule s'applique, non plus sur le tore de l'hémitriche qui lui est immédiatement postérieur, mais sur la face externe de cet hémitriche. Les stégotriches s'imbriquent à la façon des écailles.

Figurant une raquette qui serait ployée dans le prolongement de son manche, le scutellum semble résulter de la fusion de deux hémitriches, réduits à leur seul stylomère.

Chaque hémiptérygie se compose ordinairement de 20 rayons : soit 9 phrassotriches (dont 8 schizotèles et 1 haplotèle) et 11 stégotriches; au total, environ 40 rayons pour la nageoire entière.

Je nommerai *sphagidion* le stylomère de chaque hémitriche des deux rayons diastémaux (l'épaxonal et l'hypaxonal). D'une dimension relativement considérable, le sphagidion est, en majeure partie, constitué par une lame orientée sagittalement et qui s'insinue entre la musculature superficielle et la musculature profonde de l'uroptérygie; à l'extrémité antérieure de cette lame s'attachent les tendons des mécostes ([2]). A sa base cette lame est pourvue d'un puissant *éperon* conique, procédant de sa face interne et sur lequel s'insère un ligament qui relie le sphagidion à l'hypural le plus voisin.

([2]) Cf. P. Chabanaud, *Comptes rendus*, **215**, 1942, pp. 380-382.

Tout stylomère de forme normale, c'est-à-dire *grosso modo* conique, est un *gomphe*. Aucun muscle ne s'interpose entre les deux gomphes d'un même rayon, mais seulement quelque élément de l'entosquelette, sans préjudice du conjonctif.

Il existe, chez les Téléostéens, au moins deux types de nageoire caudale homocerque : l'uroptérygie *entélomyaire*, pourvue d'une musculature complète (Salmonoïdes, Percoïdes, Pleuronectes etc.), et l'uroptérygie *atélomyaire*, privée de muscles interradiaires (Élopoïdes, Clupéoïdes, Siluroïdes, Scombroïdes etc.). Le type atélomyaire paraît représenter un état plus primitif que le type entélomyaire.

ZOOLOGIE. — *Présence des genres* Rhabdopleura *et* Cephalodiscus *dans la mer de Chine Méridionale*. Note de M. **Constantin Dawydoff**, présentée par M. Maurice Caullery.

En examinant les collections de l'Institut Océanographique de Nhatrang (Indochine française), provenant, en particulier, des nombreuses campagnes du navire océanographique le *De Lanessan*, j'ai été frappé d'y trouver deux organismes, dont la présence dans la mer de Chine n'a jamais été signalée dans les rapports périodiques publiés par l'administration de cet Institut, malgré l'intérêt scientifique considérable qu'elle présente. Ce sont les genres *Cephalodiscus* et *Rhabdopleura*, qui, jusqu'à présent, n'ont été trouvés dans le domaine de l'Indochine que dans des localités très rares. Ainsi on a trouvé le premier dans les eaux des Indes néerlandaises (*Siboga*), dans celle des Indes (Schepotieff, 1904) et du Japon (Levinsen), tandis que la présence de *Rhabdopleura* a été constatée à l'extrémité sud de Célèbes (*Siboga*), dans les eaux de Ceylan (Schepotieff 1904) et dans celles de l'Australie méridionale (Harmer, 1904).

Au cours de mon séjour de cinq ans en Indochine, je n'ai pas eu l'occasion de pêcher personnellement un seul exemplaire de ces animaux, malgré les recherches méthodiques pratiquées dans plusieurs endroits du domaine maritime indochinois. Cette malchance s'explique facilement par le caractère même de mes dragages, qui, dans la presque totalité des cas, ont été effectués dans la zone cotière et sur les fonds modérés, ne dépassant pas, que rarement, 50^{m}. Or on sait que les deux organismes qui nous intéressent sont, en général, localisés dans les profondeurs, et ce n'est que par hasard qu'on les pêche dans la zone littorale.

N'ayant pas eu la possibilité d'étudier le matériel dont nous venons de parler d'une façon quelque peu suffisante (il n'a été à ma disposition qu'une seule journée), je présente ma documentation telle quelle. Quelque fragmentaire qu'elle soit, elle présente, me semble-t-il, un intérêt aucunement négligeable, vu l'insuffisance vraiment troublante de nos connaissances de la faune des mers indochinoises. *Rhabdopleura* n'est représenté, dans les matériaux faunistiques recueillis par le *De Lanessan*, qu par une seule petite colonie

rampant à la surface d'un débris de Madrépore. Cette colonie a été draguée, sur les fonds de 100^{m} (fonds coralligènes), dans les eaux de Paracèles et elle était restée inaperçue, égarée parmi toute sorte d'échantillons sans importance. La colonie en question, était en très mauvais état de conservation; seul le stolon noir, si caractéristique de *Rhabdopleura*, et la structure des tubes d'habitations des zooïdes ont décelé sa véritable nature.

Les colonies de *Cephalodiscus* qui ont été recueillies par le *De Lanessan* sont restées pendant longtemps égarées, au milieu de l'Institut Océanographique de l'Indochine. J'en ai trouvé par hasard cinq échantillons, dans une petite collection d'Algues marines, destinée à être expédiée en Europe pour étude. Tous ces échantillons offraient en effet l'apparence de plantes marines. A en juger par les étiquettes dont étaient accompagnées les colonies de *Cephalodiscus* en question, quatre d'entre elles ont été pêchées dans la région orientale du golfe de Siam, sur les fonds de 50-60^{m} et la cinquième (la plus petite) a été capturée dans les eaux du Nord-Annam, à la profondeur de 120^{m} (fonds vaseux).

L'aspect extérieur de cette dernière colonie ne laisse aucun doute sur le fait qu'elle appartient à une espèce différente de celle du Golfe de Siam. Cette plaque se compose d'une agglomération de tubes courts (4^{cm} de hauteur, sur 3 à 4^{mm} de diamètre), droits, raides, dressés verticalement et fortement hérissés de prolongement mous. Ces tubes, assez écartés, libres dans toute leur partie supérieure, sont réunis entre eux, par des anastomoses, tantôt horizontales, tantôt obliques, nombreuses surtout vers la base. L'ensemble fait, au contact du substratum, un réseau très serré.

Par contraste avec leurs congénères du Golfe de Siam, le *Cephalodiscus* capturé dans la mer d'Annam se présente sous forme d'une colonie presque sphérique. Elle se compose de tubes lisses et longs (jusqu'à 7^{cm} de longueur), sinueux, richement ramifiés et anastomosés entre eux sur tout leur parcours. L'ensemble offre un aspect assez compact. Il convient de noter que les individus que j'ai trouvés dans la colonie annamite se distinguaient des *Cephalodiscus* provenant du Golfe de Siam par leur disque prosomien fortement pigmenté et surtout par des pédoncules beaucoup plus longs. Chez les individus qui ne portaient pas de bourgeons, ces pédoncules étaient enroulés en spirale. Les deux espèces portaient douze bras tentaculifères, disposés d'une façon normale.

PARASITOLOGIE. — *Sur l'évolution larvaire d'*Hypoderma bovis *chez le Cheval.* Note de M. **Jean Jacquet**, présentée par M. Emmanuel Leclainche.

Hypoderma bovis (de Geer 1776) est considéré comme rare chez les équidés. Cependant, sans être très courant, il n'est pas aussi exceptionnel que l'on a l'habitude de l'écrire, puisque, d'une enquête effectuée auprès des vétérinaires de la Manche, il ressort que chacun d'eux en constate un à plusieurs cas par an.

Jusqu'à présent, toutes les relations concernaient uniquement un parasitisme

faible : 1, 2 ou 3 larves par animal. Or nous avons pu observer en juin 1943, grâce à M. Lécluze de Canisy, un Cheval qui présentait un très grand nombre de nodules produits par ces insectes, dont quelques-uns abcédés, sur l'encolure, les épaules, le dos et les flancs.

L'examen de deux larves, obtenues par pression, a permis de déterminer leur âge. Ces larves se trouvaient au 2e stade de leur évolution, répondant ainsi aux descriptions de Brauer, reprises par A. Railliet (1), L. G. Neumann (2), et montrant en particulier la disposition caractéristique des champs épineux indiqués par N. Joly (3). L'une de ces larves était entourée d'une pellicule blanchâtre, très fine et s'enlevant facilement. Il s'agissait d'une enveloppe de mue qui ne saurait prêter à confusion avec une production de défense de l'hôte. Cette cuticule, reste d'un stade larvaire antérieur, était segmentée transversalement par une série de lignes blanches, formées chacune par la juxtaposition linéaire de points blancs élémentaires. On y distinguait également un certain nombre d'ébauches de lignes verticales semblables, mais aucune n'était continue d'un bout à l'autre de l'éxuvie.

Il faut donc admettre que les larves d'*Hypoderma bovis*, ou tout au moins un certain nombre d'entre elles, sont capables de parvenir sous la peau du Cheval au premier stade larvaire, où elles muent ensuite sur place. Sans doute, n'ont-elles pas accompli auparavant leur cycle œsophagien, et l'on peut envisager l'hypothèse d'une pénétration directe à travers la peau des larves venant d'éclore, à l'instar de ce que Hadwen et Fulton (4) signalent pour l'espèce voisine, *H. lineatum* (de Villers, 1789) chez le Bœuf.

De plus, au mois d'août suivant, M. Grandin, de Coutances, nous a adressé comme provenant d'un autre Cheval, une larve d'hypoderme ayant atteint le 3e et dernier stade, les travaux de L. Gedoelst (5) ayant montré que la loi du trimorphisme larvaire s'appliquait aux gastrophiles et hypodermes, comme à tous les autres diptères cyclorhaphes. Une évolution larvaire complète d'*H. bovis* chez le Cheval n'avait été rapportée jusqu'à ce jour que par G. Zottner et E. Coste (6) en Afrique du Nord, et R. Girard (7) dans le sud de la France, régions où les myiases hypodermiques des équidés sont données comme beaucoup plus fréquentes.

La séance est levée à 16h30m.

A. Lx.

---

(1) *Traité de Zool. Méd. Agric.*, Paris, 1895, p. 769.
(2) *Traité des Mal. parasit. non microb. des anim. domest.*, Paris, 1892, p. 46.
(3) *Comptes rendus*, **29**, 1849, p. 86.
(4) *Parasit.*, **16**, 1, 1924, p. 98.
(5) *C. R. Soc. Biol.*, **86**, 1922, p. 501.
(6) *C. R. Soc. Biol.*, **131**, 1939, p. 907.
(7) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 306.

ERRATA.

—

(Séance du 6 novembre 1939.)

Note de M. ***Dimitri Riabouchinsky***, Sur la corrélation entre les équations fondamentales des champs gazodynamique et électromagnétique :

Page 664, lignes 17 et 18, *au lieu de* déplacement, *lire* flux.

Page 665, ligne 10, *au lieu de* $\mathcal{F}_\nu(\bar{\zeta}_\nu)$, *lire* $\bar{\mathcal{F}}_\nu(\bar{\zeta}_\nu)$; ligne 13, *au lieu de* $\mathcal{F}(\zeta_\nu) - \mathcal{F}(\bar{\zeta}_\nu)$, *lire* $\mathcal{F}_\nu(\zeta_\nu) - \bar{\mathcal{F}}_\nu(\bar{\zeta}_\nu)$; ligne 14, *au lieu de* $\mathcal{F}_\nu$, *lire* $\mathcal{F}_\nu$ et $\bar{\mathcal{F}}_\nu$; ligne 18, *au lieu de* la fonction $\mathcal{F}_\nu$, *lire* les fonctions $\mathcal{F}_\nu$ et $\bar{\mathcal{F}}_\nu$.

(Séance du 24 janvier 1944.)

Note de M. *Louis Robin*, Sur un problème de diffraction d'ondes électromagnétiques à la surface de séparation de deux milieux :

Page 136, ligne 5, *au lieu de* $-\frac{a^4 V}{8\pi}\iiint \dots$, *lire* $-\frac{a^4 V}{8\pi}\int_0^t d\tau \iiint \dots$

» » ligne 6, *au lieu de* Bessel, *lire* Basset.

Note de M. *Robert Lennuier*, Sur des phénomènes présentant des caractères intermédiaires entre ceux de la résonance optique et ceux de la diffusion de Rayleigh :

Page 154, ligne 22, *au lieu de* lorsque l'influence des choses, *lire* lorsque l'influence des chocs....

Note de M. *Raoul Lecoq* et M[lle] *Anne Raffy*, Composition et activité vitamiuique B_2 des graines de *Parkia africana* R. Br. :

Page 170, ligne 19, *au lieu de* sans teinte apparente, *lire* sans teinte verte apparente; ligne 21, *au lieu de* $0^g,1$ de riboflavine, *lire* $0^\gamma,1$ de riboflavine.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 27 MARS 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Sur l'évolution des versants en climat tropical humide.* Note de MM. **Emmanuel de Martonne** et **Pierre Birot**.

Dans les conditions du modelé d'érosion normal, toute la topographie résulte du développement des vallées, dont la forme est déterminée, 1° par la courbe du profil des thalwegs; 2° par la pente moyenne et la courbure des versants; d'où les difficultés qu'on éprouve à dégager une loi de leur évolution.

L'un de nous a abordé le problème pour les régions de climat tropical humide, en se fondant sur ses observations dans la zone des Serras littorales du Brésil tropical atlantique ([1]). L'autre l'a abordé par le raisonnement, et les conclusions de l'analyse mathématique qu'il a pu conduire se sont trouvées si bien d'accord avec la loi dégagée de l'étude des faits sur le terrain qu'on peut croire fixé un point essentiel de la morphologie terrestre.

Rappelons que les vallées des Serras du Brésil oriental sont remarquables par la largeur de leur section, malgré les fortes pentes de leurs versants, de plus en plus raides vers le haut, tandis que les parties moyennes ont un épais manteau de débris fins. Ces faits ont été attribués à la prépondérance de la décomposition chimique, entraînant l'amenuisement des débris, leur glissement insensible et leur forte perte de substance évacuée en solution colloïdale. Ces versants peuvent reculer parallèlement à eux-mêmes.

Dans de pareilles conditions, le problème de l'évolution du versant est simplifié, le nombre des variables à considérer étant moindre que dans les régions tempérées froides. Dans celle-ci en effet l'épaisseur des débris est généralement faible, leur diamètre moyen très inégal, les oscillations de température notables influent sur la vitesse de désintégration de la roche; alors que, dans les régions tropicales, la température toujours élevée, et pénétrant jusqu'à plusieurs dizaines de mètres, on peut négliger les variations de vitesse de la décomposition.

En définitive, le seul facteur de variations de la vitesse de glissement des débris, en climat tropical humide, est la pente, qui, sous tous les climats, commande directement le diamètre moyen maximum des débris mobilisables.

En climat tropical humide, le spectre granulométrique donne cependant toujours la prépondérance aux éléments fins et très fins. De nombreuses observations faites par l'un des auteurs [1] en étudiant les tranchées de route et voies ferrées en construction à travers la Serra do Mar du Brésil, en ont donné des exemples, des épaisseurs de 20 à 30^m étant constatées sur des pentes de plus de 25 degrés.

Dans ces conditions, le volume des débris mobilisables augmente moins vite que le diamètre des grains les plus grossiers. Ceci conduit à proposer que l'épaisseur des débris mobilisables varie comme $\sin\alpha$, dont la dérivée $\cos\alpha$ diminue avec α croissant. Conclusion valable, quelle que soit la part prise dans la perte de substance du versant par le ruissellement plus ou moins concentré, le glissement (*creep* des Américains) ou l'évacuation en solution colloïdale.

L'expression de l'accroissement d'épaisseur des débris dans un temps très court peut donc s'écrire $de_t = K \sin\alpha\, dt$, K étant un coefficient dépendant du climat et de la roche.

On peut calculer alors l'équation de la courbe du versant pour un enfon-

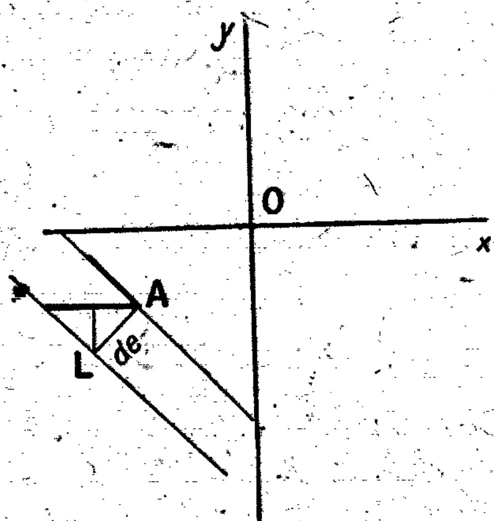


Fig. 1.

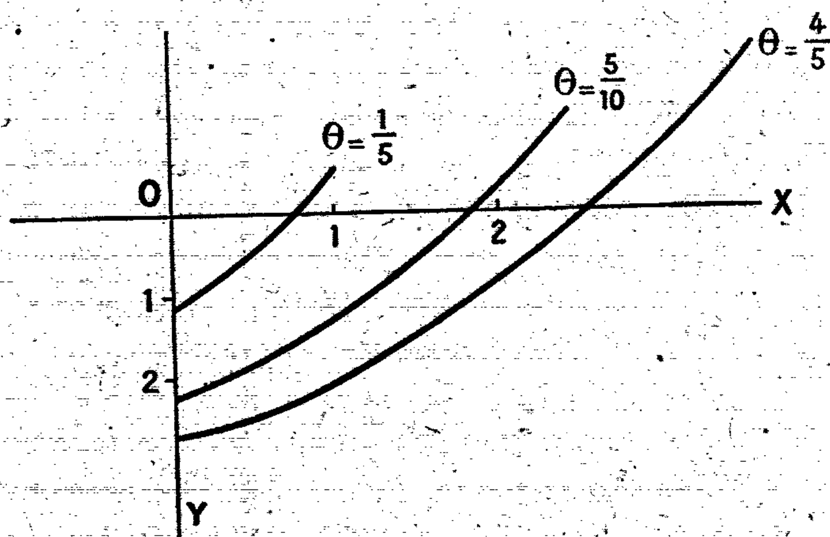


Fig. 2.

cement vertical donné du thalweg, en considérant le cas où cet enfoncement progresse comme un mouvement uniformément retardé,

$$\delta e_t = K\, dt \sin\alpha.$$

Mais $dx_t = \delta e \sin\alpha$ (*fig.* 1) et $\tang\alpha = \delta y / \delta x$, d'où l'équation aux dérivées partielles

$$\frac{\delta x}{dt}\left[1 + \left(\frac{\delta x}{\delta y}\right)^2\right] = K. \quad (1)$$

D'autre part on écrit que le mouvement du thalweg est uniformément retardé

$$y = at^2 + bt, \quad (2)$$

a étant négatif, b positif.

(1) Emmanuel de Martonne, *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 926; **208**, 1939, p. 1163; *Annales de Géographie*, **49**, 1940, pp. 1-27 et 106-129.

Le système peut être résolu par la méthode de Cauchy [2].

Posons $m = \operatorname{tang} \alpha$. La solution générale de l'équation aux dérivées partielles vérifiant (2) est la famille des courbes dont l'équation paramétrique est, après homogénisation des variables,

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} X = m^2 \dfrac{(m^2+3)[2(m^2+1)\theta + m^3 + b'(m^2+1)]}{(m^2+1)^3}, \\ Y = \dfrac{8m^3(m^2+1)\theta + [m^3 + b'(m^2+1)][m^3(m^2+5) - b'(m^2+1)^2]}{2(m^2+1)^3}. \end{array} \right.$$

En posant

$$\frac{-at}{K} = \theta, \qquad -\frac{2a}{K^2}x = X, \qquad Y = \frac{2a}{K^2}y, \qquad \frac{b}{K} = b',$$

l'équation de l'enfoncement vertical du thalweg devient

$$Y = 2\theta^2 + 2b'\theta,$$

θ doit rester $< 4/5$ correspondant au moment où l'enfoncement s'annule (pour ce point $m = 0$).

Choisissons le rapport b/K, de façon que la valeur de m_0 soit physiquement admissible. L'équation à l'origine est

$$Km_0^3 + b(m_0^2 + 1) = 0;$$

$m_0 = -2$ correspond à une pente limite vraisemblable, la nature offrant rarement des pentes supérieures. D'où $b' = 8/5$.

En donnant à θ et à m diverses valeurs, on construit par points les courbes de la figure 2 correspondant à trois étapes de l'enfoncement du thalweg $\theta = 1/5$, $\theta = 5/10$ et $\theta = 4/5$, au stade terminal.

On opère de même pour un mouvement uniformément accéléré, la convexité apparaît alors tournée vers le haut.

Ces résultats s'interprètent comme suit :

pour un enfoncement uniformément accéléré, il se forme un versant convexe dont la courbure diminue avec le temps et remonte vers la partie supérieure du versant, alors que l'ensemble de la pente se raidit de plus en plus;

dans le cas d'un enfoncement uniformément retardé, la partie supérieure du versant conserve une pente raide et recule parallèlement à elle-même, sauf l'extrême sommet modelé en pente convexe par *renouvellement de l'exposition*, alors que la courbure concave de la partie inférieure s'accuse de plus en plus.

Le raisonnement et le calcul confirment ainsi la valeur des conclusions tirées de l'observation des formes qui, dans la nature, peuvent être considérées comme

---

(2) Méthode dont un des auteurs a dû l'indication à son compagnon de captivité, M. Robert Mazet, qu'il est heureux de remercier ici.

représentant divers états de l'évolution du versant, suivant qu'il s'agit de la première jeunesse (enfoncement accéléré) ou d'un commencement de maturité, (enfoncement retardé).

Ce dernier cas est celui de la plupart des vallées de rivières d'une certaine importance, dont l'un des auteurs a marqué l'évolution différente de celle des vallées de la zone tempérée, les versants reculant parallèlement à eux-mêmes, de façon à donner une section à la fois plus large et relativement moins ouverte, se rapprochant de l'U plutôt que du V.

Le cas d'un enfoncement uniformément accéléré peut aider à expliquer la dénudation des monolithes de roches cristallines qualifiés de *pains de sucre* dans les zones de confluence, comme l'a montré l'un de nous.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Le bore dans le grain de blé, la farine et le pain.* Note (1) de MM. GABRIEL BERTRAND et LAZARE SILBERSTEIN.

D'après nos dernières recherches sur la phytochimie du bore, ce métalloïde n'est pas uniformément contenu dans la graine; il y présente, au contraire, une répartition spéciale, en rapport, semble-t-il, avec son rôle physiologique : en particulier le germe, qui doit donner naissance à la plantule, est la partie de la graine qui renferme la proportion la plus élevée de bore (2).

Étant donné que cet oligoélément se rencontre chez les animaux comme chez les plantes (3), il est très probable qu'il intervient dans les processus vitaux des uns comme dans ceux des autres, et l'on est autorisé à admettre son importance jusque dans les questions touchant à l'alimentation de l'homme.

Des considérations de cet ordre étaient déjà intervenues dans le choix des graines que nous avons examinées antérieurement (4); elles nous ont conduits à tenter un nouveau pas dans la connaissance du mode de répartition du bore dans les graines en opérant sur des céréales, et, plus précisément, sur le grain du blé.

L'expression de graines, lorsqu'on parle de céréales, ne s'applique pas, comme on sait, à des graines proprement dites, mais à une sorte de fruit dans lequel le péricarpe, accru et desséché, enveloppe complètement la graine et souvent même y adhère au point de se confondre avec elle. Ce dernier cas est justement celui du blé et ce qu'on appelle alors l'enveloppe du grain ou, plus communément, le son, est formé par les couches du péricarpe et du tégument de la graine soudée ensemble. Quant à l'amande, elle comporte deux parties : un albumen amylacé relativement volumineux et, situé latéralement, un petit

(1) Séance du 4 mai 1942.

(2) *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 41.

(3) GAB. BERTRAND et H. AGULHON, *Comptes rendus*, **155**, 1912, p. 248; **156**, 1913, pp. 732 et 2027.

(4) *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 221; *Ann. agron.*, **12**, 1942, p. 189-192.

embryon ou germe. La tigelle de ce dernier est entourée comme d'un manteau par un cotylédon dont l'épiderme est appliqué intimement contre l'albumen.

Cette constitution s'oppose à la séparation complète des diverses parties du grain de blé. On peut seulement y parvenir d'une manière approchée, à l'aide d'appareils perfectionnés de mouture.

Lorsqu'on le soumet à l'action du moulin, le grain éclate : l'enveloppe est fragmentée en pellicules à dimensions variables; c'est le son proprement dit, l'albumen est transformé partie en farine fine et légère, provenant de la région centrale, partie en farine grossière et dense, qualifiée de gruau, provenant de sa région périphérique; le germe est détaché, aplati et, selon les appareils, plus ou moins divisé. Par tamisage, on peut alors séparer une farine déjà assez abondante, fine, très blanche, parce que très amylacée, des gruaux de grosseurs diverses, des germes en partie vidés de leur contenu; enfin du son à la face interne duquel adhère une certaine proportion d'amande. Par des écrasements et des tamisages successifs, en augmentant ce qu'on appelle le taux d'extraction, on peut retirer des gruaux et un peu du son de nouvelles quantités de farine qui, ajoutées à la première, augmentent peu à peu le rendement.

Mais, quel que soit le degré de perfectionnement de l'appareil de mouture, on ne parvient pas à séparer les couches qui dépendent du péricarpe de celles qui appartiennent au tégument de la graine ([5]). Il est même déjà difficile d'obtenir le son complètement exempt de restes d'albumen.

Réciproquement, on ne peut moudre l'albumen, qui représente de 80 à 85 % du poids du grain, sans faire entrer dans la farine une certaine proportion de son. Et plus on tend, en poussant le taux d'extraction, à augmenter la quantité de farine, plus le travail mécanique désagrège l'enveloppe du grain et en introduit de fines particules dans le produit principal.

De sorte qu'en définitive, la mouture peut être utilisée de manière à séparer : 1° en limitant le taux d'extraction à 70 % environ, une farine blanche et légère, formée surtout de la portion centrale de l'albumen; 2° en poussant ce taux d'extraction jusqu'à 85 %, une farine représentant à peu près la totalité en poids de l'albumen, mais contenant une petite proportion de son, et 3° du son auquel adhère encore une très faible quantité des cellules périphériques de

---

([5]) Dans le cas du riz, cette séparation est, au contraire, très aisée : on utilise d'ordinaire une contusion modérée pour ouvrir le péricarpe et en expulser la graine. En nous servant du scalpel, nous avons séparé de 160 grains de riz brut ou *paddy*, provenant de Pondichéry : 3g,43 de graines et 0g,88 d'enveloppes dites *balles*, dans lesquelles il y avait :

	Graines.	Balles.
Cendres % de matière sèche	1,60	26,05
Bore par kilogramme de matière sèche (mg)	9,4	9,3

soit, à peu près la même proportion de métalloïde dans l'enveloppe du fruit et dans la graine.

l'albumen, très difficile à séparer complètement. M. Nottin a bien voulu nous préparer des échantillons de ces diverses parties du grain à l'aide du modèle réduit de moulin à cylindres dont il dispose dans son laboratoire et nous remettre, en outre, un échantillon des grains entiers et un échantillon de la fraction de mouture qui passe entre le premier et le second taux d'extraction.

Pour ce qui est du germe, presque entièrement vidé de son contenu cellulaire par l'écrasement et, de ce fait, profondément changé dans sa composition, il n'est pas possible de s'en servir : on risquerait d'avoir des chiffres d'analyse inexacts. Nous avons tourné la difficulté de la manière suivante. Des grains ont été placés dans une cuvette de porcelaine entre deux lits de papier à filtre mouillés. La cuvette a été recouverte d'une plaque de verre et abandonnée sur la table du laboratoire jusqu'au lendemain. Les germes avaient alors absorbé assez d'humidité pour être gonflés et devenus séparables avec des aiguilles à dissection. En y mettant un peu de temps et de patience, nous avons séparé de la sorte 400 germes dont le poids total, après dessiccation à $+100^{\circ}$, était de $0^{g},380$, soit 2,34 du poids sec des grains.

L'analyse de tous ces échantillons a été faite sur des prises d'essais voisines du gramme, sauf en ce qui concerne les germes dont on a pris la totalité; la dessiccation a eu lieu à poids constant par chauffage à $+100^{\circ}$ dans une étuve électrique. Nous avons obtenu les résultats suivants :

	Mat. sèches.	Cendres des mat. sèch.	Bore par kilog de mat. fraîche.	Bore par kilog de mat. sèche.
	%	%	mg	mg
Grain entier	87,90	1,83	10,0	11,4
Farine à 71 %	87,20	0,57	7,5	8,6
Farine à 85 %	86,70	0,93	8,8	10,2
Complément de 71 à 85 %	87,75	2,61	12,5	14,2
Son ou issues de 85 à env. 100 %	87,55	6,90	10,1	11,5
Embryon du germe	–	7,24	–	16,4

L'examen de ce tableau montre que la répartition du bore dans le grain de blé qui, soit rappelé en passant, appartient aux Monocotylédones, est étroitement comparable à celle que nous avons rencontrée en étudiant des graines de Dicotylédones : cette fois encore l'enveloppe protectrice de l'embryon et de sa réserve alimentaire renferme une proportion un peu plus élevée de métalloïde que son contenu et, surtout, l'embryon ou germe (avec le petit cotylédon qui l'entoure) est très nettement la partie du grain où se trouve relativement le plus de bore ([6]).

En outre, quand on étudie les diverses régions de l'albumen, en allant du centre vers l'extérieur, on rencontre une proportion de bore d'autant plus grande que l'on s'approche davantage de la couche périphérique. Ainsi, lors-

([6]) Rappelons que le cotylédon du blé est de dimension réduite, que la réserve de la jeune plante est surtout contenue dans l'albumen.

qu'il y a seulement $7^{mg},5$ de bore par kilogramme de farine fraîche à 71 % de taux d'extraction, formée presque exclusivement aux dépens du cœur de l'albumen, il y en a déjà près de 9^{mg} dans la farine à 85 % qui doit son excès de rendement au remoulage des gruaux, c'est-à-dire des couches les plus voisines de la surface.

On peut calculer, à partir des résultats ci-dessus, les proportions de bore qui entrent dans le pain lorsqu'on le prépare avec des farines de taux d'extraction plus ou moins élevés. En tenant compte du fait que ces farines absorbent durant le pétrissage et retiennent après cuisson d'autant plus d'eau que la mouture a été plus poussée, en comptant que 100^{kg} de farine blanche à 71 % de taux d'extraction, de farine déjà très poussée à 85 % et, enfin, de farine provenant de la conversion totale du grain, fournissent respectivement des quantités voisines de 130, 140 et 150^{kg} de pain, on trouve qu'il doit y avoir dans 1^{kg} de celui-ci :

en partant de farine à 71 %	environ	$5^{mg},7$	de bore
» » à 85 %	»	6,3	»
» » totale	»	6,6	»

Il n'y a pas à tenir compte des proportions comparativement négligeables de métalloïde apportées par l'eau, la levure et le sel (7).

IMMUNOLOGIE. — *De la production naturelle d'antiferment spécifique chez certains animaux.* Note de M. **Gaston Ramon**.

Dans une série de recherches, poursuivies avec divers collaborateurs au cours des années qui ont précédé la présente guerre, nous avons longuement étudié ce que nous avons dénommé *l'immunité naturellement acquise* à l'égard d'infections variées (1). Nous avons montré, par exemple, avec E. Lemétayer que, parmi les différentes espèces, les animaux de l'espèce bovine et en général tous les Ruminants sont capables de devenir possesseurs, durant leur vie, d'un degré plus ou moins élevé d'immunité antitétanique, qui se traduit par la présence dans leur sérum de l'antitoxine spécifique en plus ou moins grande abondance (2). Nos investigations à ce sujet nous ont permis de donner l'explication suivante de l'acquisition *naturelle* de l'immunité et de l'antitoxine tétaniques par les Ruminants. Les réservoirs digestifs que possèdent ces animaux, et qui précèdent le véritable estomac, sont le siège de pullulations microbiennes multiples et de fermentations intenses. Certaines substances résultant de ces pullulations, de ces fermentations, et qui sont douées du pouvoir antigénique,

(7) Gab. Bertrand et H. Agulhon ont trouvé 2^{mg} environ de bore par kilogramme de sel marin, mais on n'ajoute guère plus de 5 à 10^{g} de ce sel par kilogramme de pain.

(1) Pour la bibliographie concernant cette question, consulter G. Ramon, *Revue d'Immunologie*, **2**, 1936, p. 305; *Vingt années de Recherches immunologiques*, Paris, 1943.

(2) *C. R. Soc. Biol.*, **112**, 1933, p. 1157; *Revue d'Immunologie*, **2**, 1936, p. 216.

peuvent être absorbées au niveau de la panse ou de l'estomac. On est ainsi conduit à admettre que la végétation des germes du tétanos apportés par les aliments, dans le rumen, y entraîne la production de toxine tétanique. Celle-ci est absorbée à doses minimes et répétées. Passant graduellement dans l'organisme de l'animal, à intervalles de temps plus ou moins éloignés, ces doses très faibles de toxine, sans doute quelque peu altérées du fait des autres fermentations dans leur nocivité mais non dans leur pouvoir antigène, sont incapables de provoquer des phénomènes toxiques, mais elles déterminent l'apparition de l'immunité antitétanique. Maintes observations sont venues étayer cette explication du mécanisme de l'immunité antitétanique naturellement acquise chez les Ruminants.

D'un autre côté, nous avons fait connaître tout dernièrement ([3]) que le sérum des chevaux, immunisés et hyperimmunisés au moyen de l'anatoxine tétanique, renferme, en dehors de l'antitoxine, un antiferment capable d'inhiber l'activité d'un ferment d'origine tétanique. C'est qu'en effet le bacille du tétanos semé dans le bouillon de culture y produit, outre sa toxine, une protéase gélatinolytique. Or, lorsque l'on fait agir le formol et la chaleur sur le filtrat du bouillon de culture tétanique, pour transformer la toxine en anatoxine, le ferment gélatinolytique est transformé, lui aussi, et du même coup, en anaferment et, chez le cheval que l'on immunise à l'aide du filtrat anatoxique, c'est cet anaferment qui provoque la formation d'un antiferment pendant que l'ana toxine entraîne le développement de l'antitoxine tétanique.

Ces deux ordres de faits, d'une part la constatation déjà ancienne de la présence chez les Ruminants de l'antitoxine naturellement acquise, d'autre part la mise en évidence récente d'un antiferment chez le cheval soumis à l'immunisation à l'aide de filtrat tétanique modifié par l'action du formol et renfermant à la fois l'anatoxine et l'anaferment, nous ont amené à rechercher si certains Ruminants, les Bovidés et les Ovidés par exemple, ne sont pas susceptibles, à la suite de l'immunisation naturelle, de receler dans leur sérum, en même temps que l'antitoxine tétanique, l'antiferment possédant la propriété de réagir d'une manière spécifique contre la diastase gélatinolytique du bacille tétanique.

Dans ces nouvelles recherches, nous avons fait usage, pour déceler l'antiferment, de la technique utilisée dans nos essais antérieurs. A une quantité fixe de filtrat tétanique, par exemple $0^{cm^3},5$ représentant deux ou trois doses gélatinolytiques, on ajoute des volumes variables du sérum à examiner : 1^{cm^3}; $0^{cm^3},5$; $0^{cm^3},25$; $0^{cm^3},15$; $0^{cm^3},1$; $0^{cm^3},05$, ... Après une heure de contact à l'étuve à 40°, on verse chacun des mélanges ainsi constitués dans des tubes renfermant 1^{cm^3} de gélatine à 3 %, préalablement stérilisée puis amenée au moment de l'emploi à la température de 40°. On agite pour bien mêler et l'on porte à l'étuve à 45° pendant 4 heures, puis à la chambre froide (+2° +4°) durant 5 ou 6 heures

([3]) G. Ramon, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 562.

au moins. Au bout de ce laps de temps, on remarque que, dans certains tubes, il y a eu gélatinolyse comme dans le tube témoin contenant la toxine tétanique sans sérum, alors que, dans d'autres tubes, la gélatinolyse a été empêchée par l'intervention du sérum de Bovidés. La quantité de sérum qui fait obstacle à la gélatinolyse est variable suivant les animaux. Si certains sérums bovins annihilent l'activité diastasique de la gélatinase sous le volume de $0^{cm^3},1$ et même moins, d'autres n'agissent qu'au tiers ou au demi-centimètre cube, d'autres encore sont sans action à la dose de 1^{cm^3}.

On peut chiffrer le pouvoir antigélatinolytique en adoptant une unité conventionnelle de mesure; l'unité antigélatinolytique étant, par exemple, représentée par la quantité de sérum qui, en utilisant notre technique, inhibe la liquéfaction de la gélatine que doit provoquer en principe une dose gélatinolytique de filtrat tétanique. Ainsi, si $0^{cm^3},1$ d'un sérum déterminé neutralise l'effet de trois doses gélatinolytiques, ce sérum titre 30 unités/cm^3.

Grâce à cette méthode très simple de recherche et de dosage, nous avons pu reconnaître que, si les sérums de jeunes bovidés ne recèlent pas d'antiferment ou seulement des traces à peine dosables, par contre les sérums provenant d'adultes et surtout ceux fournis par des animaux très âgés en contiennent des quantités plus ou moins importantes comprises entre quelques unités et 30 unités, parfois davantage. De même parmi les sérums de mouton que nous avons examinés, nous en avons trouvé qui contenaient cet antiferment, mais en quantités relativement moindres que chez les Bovidés. Nous avons ainsi la preuve que le germe du tétanos élabore chez l'animal, aussi bien que dans le milieu de culture, à la fois sa toxine et sa protéase, celle-ci, transformée ou non en anaferment, pouvant jouer le rôle d'antigène dans la production, *naturelle* chez les ruminants, *artificielle* chez le cheval par exemple, de l'antiferment. Il n'y a pas semble-t-il de relation directe entre le taux d'antitoxine et la teneur en antiferment du sérum chez le même animal. Bien entendu, le pouvoir antidiastasique des sérums de bœuf ou de mouton mis en évidence dans ces conditions est, comme le pouvoir antitoxique décelé dans les mêmes conditions, bien inférieur à celui des sérums de chevaux qui ont subi l'hyperimmunisation artificielle au moyen de l'antitoxine tétanique.

Il ressort, en résumé, de ces premiers résultats de nos recherches, que les animaux des espèces bovine et ovine sont bien capables de faire, grâce à une immunisation naturelle, l'acquisition, petit à petit et au fil des années, non seulement de l'antitoxine tétanique, mais encore d'un antiferment s'opposant spécifiquement à la protéase du bacille du tétanos et, probablement aussi, d'autres anticorps de cette dernière sorte, dirigés contre des diastases d'origine microbienne ou de nature diverse (¹).

(¹) Des essais encore en cours nous montrent en effet, dès maintenant, que le sérum de certains Bovidés a le pouvoir, plus ou moins grand, de neutraliser l'action de la gélatinase des bacilles *perfringens*, histolytique etc.

Un nouveau domaine s'ouvre ainsi à nos investigations, lesquelles permettront sans doute d'accroître nos connaissances concernant l'immunité naturellement acquise en particulier et l'immunité en général.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Observations sur les transformations polymorphiques des agrégats cristallins.* Note de MM. **Albert Portevin** et **Pierre Chevenard**.

Reprenant nos études anciennes sur la dilatation des minéraux et des roches, nous nous sommes plus particulièrement attachés à l'aspect dilatométrique des transformations polymorphiques dans les agrégats cristallins.

Avant d'aborder les agrégats formés de cristaux de *quartz*, il nous a paru nécessaire de vérifier si la transformation $\alpha \rightleftharpoons \beta$ d'un cristal unique est réellement isotherme. Les expériences ont porté sur deux baguettes découpées dans un gros cristal de quartz exempt de macle, l'une perpendiculaire (*fig.* 1) et l'autre parallèle à l'axe (*fig.* 2); nous avons utilisé un dilatomètre différentiel

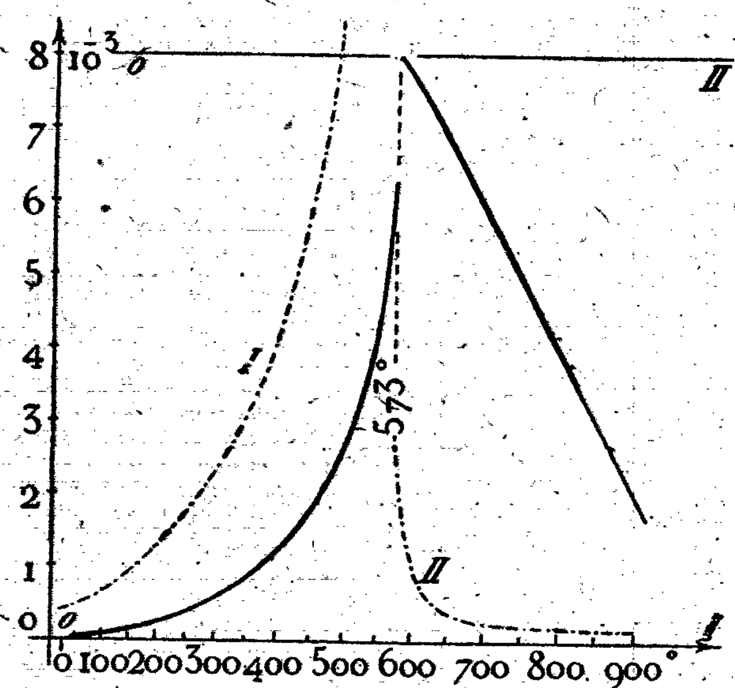


Fig. 1.

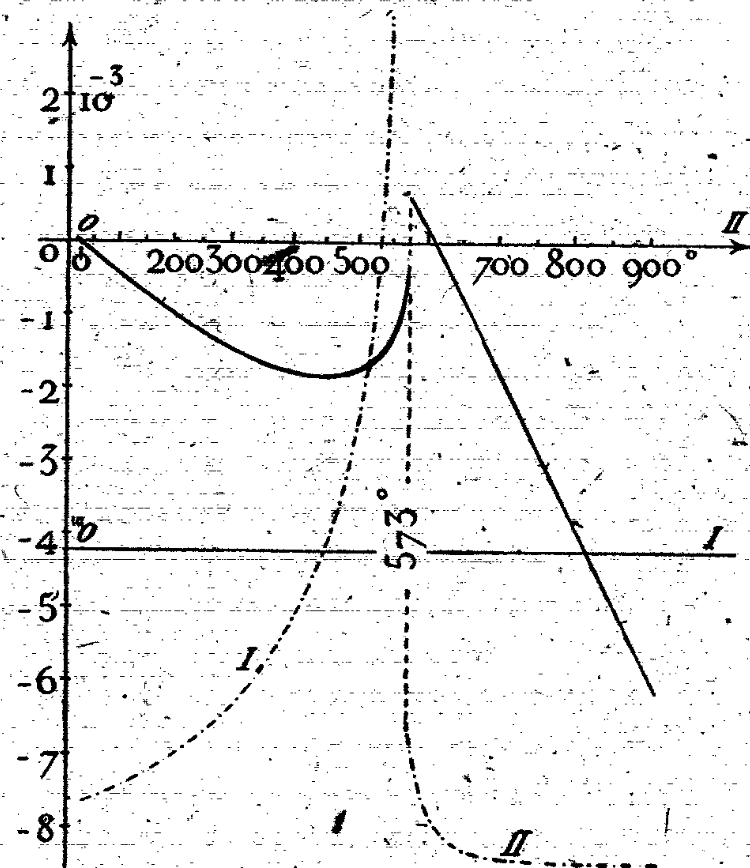


Fig. 2.

spécialement équipé pour réaliser une variation lente de la température : 25 degrés/heure entre 500° et 600° et 10 degrés/heure au voisinage de 573°. On observe bien, à cette température, une véritable discontinuité, isotherme à moins de 2 degrés près.

Mais cette brusque ascension est précédée d'une *anomalie* de l'état α, c'est-à-dire d'une variation progressive et largement étalée de la dilatabilité; de même, elle est suivie d'une anomalie de l'état β. Ces anomalies réversibles, rendues plus apparentes par la construction des courbes dérivées (tracées en traits et points sur les figures 1 et 2), sont exactement comparables, par leurs caractères dilatométriques, à celles qu'on observe sur des métaux comme le nickel, des solutions solides comme l'invar, des composés définis comme la cémentite et la

magnétite. Il y a en quelque sorte, pour le quartz, une préparation puis un parachèvement de la transformation isotherme $\alpha \rightleftharpoons \beta$, tant à la chauffe qu'au refroidissement.

Ces mêmes caractères se retrouvent dans un agrégat artificiel obtenu en agglomérant de la poudre fine de quartz hyalin avec une très petite quantité de silicate de sodium. Les courbes tracées par le dilatomètre coïncident avec les courbes calculées connaissant les dilatations parallèle et perpendiculaire à l'axe du quartz; la discontinuité $\alpha \rightleftharpoons \beta$ est isotherme au même degré d'approximation.

Tout autre est la dilatation de l'agrégat naturel *quartzite* (*fig.* 3, échantillon provenant de Souvigny). L'expansion $\alpha \rightleftharpoons \beta$ n'est pas isotherme; le coefficient de dilatation vrai à 573° devient très grand ($> 170.10^{-6}$/degré), mais il demeure fini; même après plusieurs cycles thermiques, la dilatation n'est pas exactement réversible, à l'état α comme à l'état β. Nous attribuons ces différences d'allure, entre le quartzite et l'agrégat artificiel, à la dilatation anisotrope des éléments du quartzite : cette fois, les cristaux élémentaires sont en contact étroit, sans interposition d'un liant plastique à chaud, et ils se gênent mutuellement dans leur expansion.

Or nous avons retrouvé une allure semblable dans la transformation, d'un type tout différent, d'un autre agrégat naturel, la *leucite* (*fig.* 4). Les trapé-

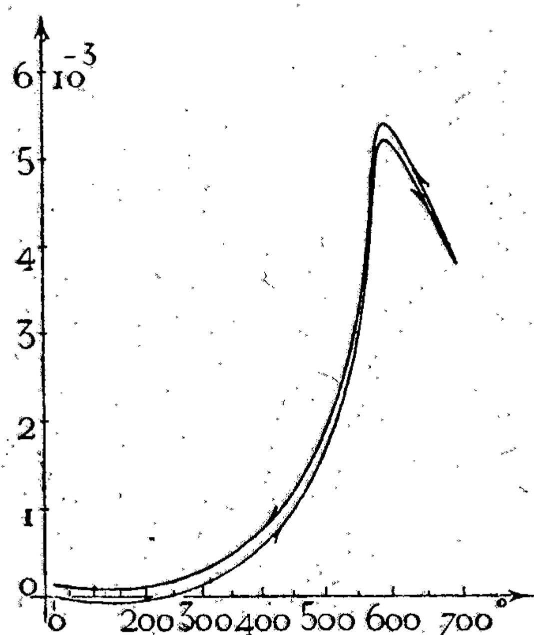


Fig. 3.

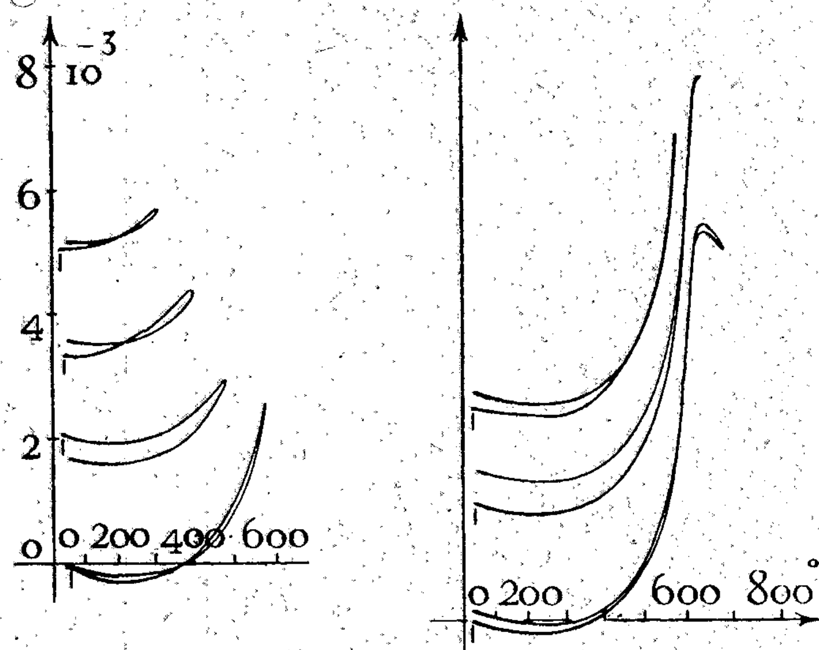


Fig. 4.

zoèdres de leucite sont des agrégats pseudo-cubiques d'éléments quadratiques. Comme l'a montré M. Wyart, ces éléments se contractent en long quand la température s'élève et se dilatent en travers, de telle sorte que le rapport c/a des paramètres diminue jusqu'à 625°, où il atteint la valeur 1; au delà de cette température, les éléments de la leucite demeurent exactement cubiques. Sur la courbe dilatométrique, la transformation à 625° est quasi réversible, mais non isotherme.

Il est à noter que certains trapézoèdres de leucite, soumis à des cycles thermiques successifs, arrivent à se fissurer puis à se diviser en menus fragments.

La cause de cette dislocation nous paraît résider dans les contraintes mécaniques créées par la dilatation anisotrope des éléments quadratiques. De même, nous attribuons à un processus identique certaines constatations faites par l'un de nous dans l'étude dilatométrique de la pyrrhotine [1] : les éprouvettes, découpées dans un conglomérat de cristaux orientés en tous sens, donnent des courbes irréversibles et finissent par se fissurer au cours des cycles thermiques successifs.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

A. Tenot. *Mécanique appliquée des systèmes matériels rigides et des systèmes déformables*. Préface de A. Lamothe. Note liminaire de J. Fieux. Tome IV. Deuxième partie (présenté par M. J. Pérès).

CALCUL DES VARIATIONS. — *Étude différentielle des minimisantes dans les problèmes réguliers du calcul des variations*. Note de M. **Gustave Choquet**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On considère un ds de Finsler $ds = f(\mathrm{M}, \overrightarrow{d\mathrm{M}})$ défini positif et tel que $f(\mathrm{M}, \vec{u})$ soit une fonction continue du couple $(\mathrm{M}, \vec{u})$. Nos résultats s'étendent au cas de n variables, bien qu'énoncés pour deux variables.

Définition. — *L'indicatrice* du ds au point M est la section du cône $\zeta = f(\mathrm{M}, \vec{u})$ par le plan $\zeta = 1$. On dit que le ds est convexe (resp. c strictement) en M lorsque l'indicatrice est convexe (resp. c et ne contient aucun segment de droite).

I. Étude préalable des arcs rectifiables. — Pour tout arc rectifiable orienté $\widehat{\mathrm{OA}}$, il existe sur le cercle trigonométrique (resp. sphère) une distribution Δ de masses positives, telle que la masse localisée sur toute portion du cercle égale la longueur de l'ensemble des points de $\widehat{\mathrm{OA}}$ en lesquels la tangente orientée a son image trigonométrique sur cette portion.

Définition [1]. — Sont dits *équivalents* deux arcs rectifiables orientés $\widehat{\mathrm{OA}}$, $\widehat{\mathrm{OB}}$ attachés à la même distribution de masses Δ.

Théorème 1. — 1° *Toute distribution d'une masse positive finie sur la sphère-unité de l'espace $\mathcal{E}_n$ est une distribution Δ; 2° deux arcs équivalents ont même*

---

[1] P. Chevenard, *Comptes rendus*, 172, 1921, p. 320.

[1] Voir, pour une notion analogue, A. Denjoy, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1358 et *Bull. Math. Soc. Roumaine des Sciences*, 35, 1933, pp. 83-105.

longueur et ont leurs cordes égales relativement à tout ds de Minkowski; 3° *tout arc rectifiable orienté est équivalent à un arc simple possédant en tout point deux demi-tangentes, directement opposées, sauf au plus sur un ensemble dénombrable, continues à droite et à gauche en tout point, et dont la direction orientée est une fonction au plus n-valente qui est univalente sur une pleine épaisseur de l'arc; dans le cas du plan, cet arc peut toujours être pris convexe* (²).

Cas particulier. — Toute courbe rectifiable fermée plane et orientée est équivalente à une courbe convexe fermée unique. Celle-ci renferme une aire supérieure à l'aire renfermée par tout autre courbe équivalente (³).

Définition. — On dit qu'un arc simple est *normal* pour un *ds* donné si pour tout sous-arc $\widehat{MM'}$, $\mathcal{L}(\widehat{MM'})/\mathcal{L}(MM') \to 1$ uniformément lorsque $MM' \to 0$, en désignant par $\mathcal{L}(c)$ la longueur de l'arc c mesurée avec ce *ds*.

THÉORÈME 2. — *Si un arc simple est normal pour un ds quelconque strictement convexe, il est normal pour tout ds (positif et continu).*

Pour tout ds non strictement convexe, ne serait-ce qu'en un point, il existe des arcs normaux pour ce ds et non normaux pour la métrique cartésienne.

Soit $\widehat{AB}$ un arc rectifiable. Pour toute valeur de s, soit $\varphi(s)$ le maximum de $(\widehat{PQ} - PQ)$, où $\widehat{PQ}$ est un arc quelconque de $\widehat{AB}$, de longueur s. On a, pour tout s et tout h positifs

$$\varphi(s) \geqq 0, \qquad \varphi(2s) < 10\varphi(s), \qquad 0 < \varphi(s+h) - \varphi(s) \leqq 2h.$$

Si $\psi(x)$ est une fonction donnée telle que $\psi(x) \geqq 0$ pour $x > 0$, il existe parmi les fonctions $\theta(x)$ vérifiant les inégalités précédentes et de plus $\theta(x) \leqq \psi(x)$ une fonction $\theta_0(x)$ supérieure aux autres, dite *régularisée*.

THÉORÈME 3. — *La condition nécessaire et suffisante pour que, lorsqu'on sait que pour tout arc $\widehat{PQ}$ d'une courbe rectifiable on a $\widehat{PQ} - PQ < \psi(\widehat{PQ})$, on puisse affirmer que cette courbe a en tout point une tangente continue, est que la régularisée $\theta_0(x)$ de $\psi(x)$ soit telle que la série*

$$\{u_n\} = \left\{ \sqrt[2]{\frac{\theta_0(a/2^n)}{(a/2^n)}} \right\}$$

converge pour une valeur de $a > 0$.

Lorsque de plus $\theta_0(x) < K^2 x^3$, $\widehat{AB}$ admet en tout point une courbure supérieure

---

(²) *Application.* — Une surface de révolution est applicable sur le plan, si la méridienne est équivalente à une ligne brisée de deux côtés, ayant pour bissectrice intérieure une parallèle à l'axe.

(³) En appelant *aire* d'une courbe de $\mathcal{E}_3$ l'aire de la surface minima qui y passe, le résultat énoncé conduit à appeler courbe convexe de $\mathcal{E}_3$ toute courbe fermée d'aire supérieure à celle de toute courbe équivalente. La question se pose alors de calculer cette aire au moyen de la distribution de masses correspondante.

bornée supérieurement par $4\sqrt{2}\,K$; *en particulier si* $(\widehat{PQ}-PQ)/(\widehat{PQ})^3 \to 0$ *conformément avec* $\widehat{PQ}$, AB *est un segment de droite.*

II. Applications. — M. G. Bouligand a montré ([4]) que toute géodésique d'un *ds* strictement convexe était normale pour ce *ds*. Le théorème 2 nous montre qu'une telle géodésique est normale pour la métrique cartésienne. On ne peut rien dire de plus sur ces géodésiques. En effet :

Théorème 4. — *Tout arc simple normal pour la métrique cartésienne est une géodésique d'un ds strictement convexe.*

La classe de ces courbes est donc très vaste ; elle englobe en effet des arcs n'ayant pas de tangente en tous les points d'un résiduel de l'arc ([5]). Par contre, voici des conditions suffisantes de régularité des géodésiques d'un *ds*.

Théorème 5. — *Si le ds strictement convexe* $ds=f(M,\overrightarrow{dM})$ *est tel que :* 1° *pour tout* M, *l'indicatrice du ds ait en tout point une courbure inférieure bornée inférieurement par un nombre* $K>0$ *indépendant de* M ; 2° *on ait* $\left|f(M,\vec{u})-f(M',\vec{u})\right|<\lambda\left|\vec{u}\right|\psi(MM')$ (λ *constante* >0), *la série* $\{u_n(a)\}=\sqrt[2]{\psi(a/2^n)}$ *étant convergente pour une valeur de* $a>0$; *alors toute géodésique de ce ds possède une tangente continue en tout point et les tangentes aux deux extrémités de tout arc de longueur s font un angle inférieur à* $K\sum_1^\infty u_n(s)$.

Si dans la condition (2°) $\psi(P)\equiv x$, *toute géodésique possède en tout point une courbure supérieure uniformément bornée supérieurement.*

Remarques. — 1° La condition (1) peut être remplacée par une condition plus faible. 2° Les conditions suffisantes du théorème ne sont pas nécessaires. *Exemple :* $ds=\Phi(x)\sqrt{dx^2+dy^2}$ avec $\Phi(x)$ continue.

THÉORIE DES GROUPES. — *Rectifications à ma Note précédente et quelques nouvelles contributions à la théorie des hypergroupes.* Note ([1]) de M. **Marc Krasner**, présentée par M. Élie Cartan.

I. J'ai énoncé dans ma Note précédente ([2]), sous le nom du théorème II, le résultat suivant, précisant pour le cas des hypergroupes d'ordre fini, le critère pour qu'ils soient hypergroupes$_D$ ([2]) : *si* H *est un hypergroupe$_D$ d'ordre fini, l'ensemble de toutes les permutations droites* ([2]) *de* H *est un groupe satisfaisant*

([4]) *Mémoire de la Soc. R. des Sc. de Liége*, 19, 1933, pp. 1-50.

([5]) *Bull. Soc. Math. France*, 71, 1944, p. 189.

([1]) Séance du 2 février 1942.

([2]) *Comptes rendus*, 212, 1941, pp. 948-950 ; on conserve ici les notations et la terminologie de cette Note, excepté l'erratum suivant : il faut remplacer dans le théorème III le signe ⊕ par ×.

aux conditions 1° *et* 2° *du théorème* I *de la Note citée* (²). Il en résultait qu'*un hypergroupe*$_D$ *d'ordre fini a, à l'isomorphie près, la représentation irréductible* (¹) *unique*. Ce résultat [ainsi que le résultat de la théorie de Galois qui en est la base (¹)] est faux, comme le montre le contre-exemple suivant : soit p un nombre premier, et soit n, $1 \leqq n < p$, un entier. Soit γ_n le p-groupe abélien d'exposant p et de rang $n+1$, dont la base soit $\{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n, \alpha_{n+1} = \alpha^\star\}$. Soit ζ la période de l'automorphisme σ de γ_n (l'ordre de σ est p) tel que $\sigma\alpha_i = \alpha_i\alpha_{i+1}$ $(i = 1, 2, \ldots, n)$ et $\sigma\alpha^\star = \alpha^\star$. Considérons deux systèmes de Schreier de γ_n attachés à ζ : (C)$c_{\sigma^i,\sigma^j} = 1$; (C*)$c_{\sigma^i,\sigma^j} = 1$ ou $\alpha^\star$, suivant que $i+j < p$ ou $\geqq p$ $(0 \leqq i, j < p)$. Soient Γ_n et $\Gamma_n^\star$ les surgroupes de γ_n correspondant à C et à C*. Sauf si $p = 2$, les $2p - 2$ groupes Γ_n et $\Gamma_n^\star$ $(n = 1, 2, \ldots, p-1)$ sont non isomorphes deux à deux. Soit $\bar{\gamma}_n$ le sous-groupe de γ_n de base $\{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n\}$. Tous les $\Gamma_n/\bar{\gamma}_n^{(d)}$ et $\Gamma_n^\star/\bar{\gamma}_n^{(d)}$ sont isomorphes à un même hypergroupe [qui est métagroupe (³)], à savoir, Ω désignant le champ de Galois de p éléments, l'ensemble $\Omega \times \Omega$ organisé par la loi de composition $(i, j)(i', j') = (i, j+j')$ ou $(i+i', \Omega)$, suivant que $i' =$ ou $\neq 0$, l'isomorphie se réalisant en identifiant $\sigma^i\alpha^{\star j}\bar{\gamma}_n$ avec (i, j). On peut dire que *le groupe de Galois n'est pas déterminé par l'hypergroupe de Galois*.

II. Sous le nom du théorème III, j'avais donné (²) un procédé de construction, à partir de deux hypergroupes$_D$ h et H, de tous les hypergroupes$_D$ $\mathcal{H}$ tels que $h \subseteq \mathcal{H}$ et que $\mathcal{H}/h = \mathrm{H}$. En fait, cette construction n'en donne qu'une partie, mais, pour les obtenir tous, il suffit de ne pas y supposer la représentation $(g, \bar{g})$ de h irréductible, mais seulement satisfaisant à la condition : *g_i étant le plus grand sous-groupe de $\bar{g}$ invariant dans g, les suites de composition de g_i, n'ont d'autres facteurs (à l'isomorphie près) que celles de $g^\star g_i/g_i \subseteq g/g_i$, et le rapport du nombre des fois qu'un même groupe simple entre dans une suite de composition de g_i à celui qu'il entre dans une suite de composition de $g^\star g_i/g_i$ ne dépasse pas l'ordre de $(\mathcal{G}/\mathcal{G}^\star)/\varepsilon^{-1}(g_i g^\star)$ diminué de* 1 [ceci entraîne que l'ordre de g_i divise la puissance de $(g : g_i)$ d'exposant $(\mathcal{G} : \bar{\mathcal{G}}) - 1$; on voit aussi que m et n désignant les ordres des H et h, les ordres des $\mathcal{G}$, g/g_i, g_i, $\mathcal{G}'$ ne dépassant pas $m!$, $n!$, $e^{[m(n!)^2 - n!e - me]^2 : [n!e + me^2]}$, $e^{n!m:e}m!$; la construction de tous les hypergroupes cherchés n'exige qu'un nombre fini (et borné en fonction des m, n) d'opérations, si h et H sont d'ordre fini]. On peut, en plus, se borner aux systèmes de facteurs S'_σ dont les représentations correspondantes $\mathcal{G}'/\bar{g}'$ de $\mathcal{H}$ soient *irréductibles, ce qui a lieu si, et seulement si l'intersection des* $(g_i \cap g^\star)^{\mathrm{S}'_\sigma}$, *$\sigma$ parcourant $\mathcal{G}$, est* 1.

III. M. Eaton (⁴) appelle un hypergroupe H d'ordre fini un *cogroupe* (droit) si : α. H *possède une unité* (³) *bilatère e qui soit scalaire à droite* (⁵) *et telle que* $\{e\}$ *soit un sous-hypergroupe réversible* (⁵) *de* H ; β. *pour tous a, b, c* $\in$ H, *ab et*

(³) Voir M. Krasner, *Duke Math. Journ.*, 6, 1, 1940, pp. 120-140.

(⁴) Voir J. Eaton, *Duke Math. Journ.*, 6, 1, 1940, pp. 101-107.

(⁵) Voir M. Dresher et O. Ore, *Amer. Journ. of Math.*, 60, 1938, pp. 705-733.

ac sont soit égaux, soit disjoints, en même temps que eb et ec, et ont le même nombre d'éléments que ces ensembles respectifs. M. Eaton a émis l'hypothèse ([4]) que tous les cogroupes sont hypergroupes$_D$ (le réciproque, sous l'hypothèse d'ordre fini, est évident). J'ai des fortes raisons de penser que l'hypothèse d'Eaton est exacte quand le cogroupe H est un métagroupe, et j'ai pu la prouver dans le cas où H possède un sous-hypergroupe g qui soit un groupe tel que $H/g^{(d)}$ soit aussi un groupe $\mathcal{G}$. Cette démonstration est basée sur la méthode suivante de construction de tous les cogroupes H de la forme indiquée ayant g et $\mathcal{G}=H/g$ donnés, généralisant aussi celle de Schreier pour les groupes : attachons à tout $\sigma\in\mathcal{G}$ un complexe $\xi_\sigma=(\bar{g}_\sigma, g_\sigma, S_\sigma)$, formé de sous-groupes invariants $\bar{g}_\sigma$, g_σ de g, tels que $g/\bar{g}_\sigma \simeq g/g_\sigma$, et d'un isomorphisme S_σ de $g/\bar{g}_\sigma$ à g/g_σ, et attachons à tout couple (σ, τ) d'éléments de $\mathcal{G}$ un élément $c_{\sigma,\tau}$ de g/g_τ. Le système $F=(\xi_\sigma, c_{\sigma,\tau})$ s'appellera un *système de facteurs de g attaché à $\mathcal{G}$* si, en désignant par 1 et par I les unités des g et $\mathcal{G}$, il satisfait aux conditions : α. pour tout $a\in g$, $\sigma,\tau\in\mathcal{G}$, on a $(a\bar{g}_{\sigma\tau})^{S_{\sigma\tau}c_{\sigma\tau}}g_\tau=[(a\bar{g}_\sigma)^{S_\sigma}\bar{g}]^{S}$ [en particulier, posant $a=1$, $g_{\sigma\tau}g_\tau=(g_\sigma\bar{g}_\tau)^{S_\tau}$]; β. pour tous σ, τ, $\rho\in\mathcal{G}$, $c_{\sigma,\tau\rho}c_{\tau,\rho}=c_{\sigma\tau,\rho}(c_{\sigma,\tau}\bar{g}_\rho)^{S_\rho}$; γ, $\bar{g}_I=g_I=\{1\}$. Étant donné un tel système de facteurs F, on définit un cogroupe H_F, dit son *cogroupe correspondant*, comme le produit direct des ensembles $\mathcal{G}$, g avec la loi de composition $(\sigma, a), (\tau, b)=(\sigma\tau, c_{\sigma,\tau}[a\bar{g}_\tau]^{S_\tau}b)$ $(\sigma,\tau\in\mathcal{G};\ a, b\in g)$. Si l'on identifie tout $a\in g$ avec $a^*=(I, c_{1,1}^{-1}a)$, g devient un sous-hypergroupe de H_F, et $H_F/g=\mathcal{G}$. On prouve que tout cogroupe H de la forme cherchée s'obtient de cette manière.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Abandon spontané de l'état plastique par relaxation visqueuse.* Note de M. **Christian B. de Carbon**, présentée par M. Albert Caquot.

Nous avons déjà signalé ([1]) que l'étude de la déformation des corps solides conduit à considérer le solide comme un *continu physique hétérogène*, l'élément de matière homogène étant doué de trois propriétés fondamentales : l'*élasticité*, la *plasticité* et la *viscosité*. Cette théorie rend compte en effet d'un assez grand nombre de faits expérimentaux.

Si cette conception de la matière correspond bien à la réalité, il y a lieu de *prévoir* un phénomène qui ne semble pas avoir jusqu'ici retenu l'attention des expérimentateurs, malgré sa mise en évidence relativement facile et son importante signification mécanique. Nous l'appellerons *l'abandon spontané de l'état plastique par relaxation visqueuse*. Voici en quoi il consiste :

([1]) *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 241; **216**, 1943, p. 195; **217**, 1944, p. 668; **218**, 1944, p. 143.

Considérons le diagramme effort-déformation (*fig.* 1) d'une éprouvette supposée prise à l'état neutre, et supposons que, parvenus en un certain point A de ce diagramme, nous cessions de poursuivre la déformation.

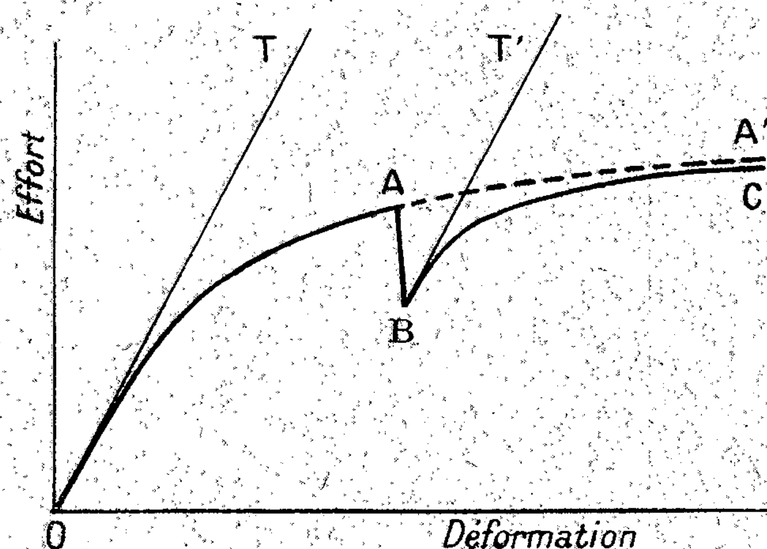


Fig. 1.

Dès cet arrêt, par suite de la relaxation visqueuse, le point figuratif se met à descendre, d'abord assez rapidement, puis de plus en plus lentement. Au bout d'un certain temps d'arrêt t_a, nous sommes par exemple parvenus en B sur le diagramme. *Si, brusquement, nous poursuivons alors la déformation avec une vitesse suffisante* v (vitesse suffisante pour rendre négligeables les effets de la viscosité), *la courbe de déformation se poursuit par un arc* BC *admettant en* B *une tangente* BT' *parallèle à la tangente initiale* OT.

L'explication de ce phénomène est la suivante : Pour les déformations *suffisamment rapides*, la pente p en un point quelconque du diagramme peut être considérée comme proportionnelle au volume des éléments de matière en déformation élastique (puisque la déformation plastique se poursuit à effort constant). La différence $p_0 - p$, entre la pente initiale et la pente à un instant quelconque est donc proportionnelle au volume des éléments en déformation plastique.

Considérons donc un des éléments qui, au moment de l'arrivée en A, avaient déjà atteint leur limite d'écoulement plastique. *Par suite de la relaxation visqueuse pendant l'arrêt, l'effort exercé sur cet élément a diminué, faisant rentrer cet élément de matière un peu à l'intérieur de son domaine élastique.* Au moment de la reprise de la déformation, quelque court qu'ait été l'arrêt, tous les éléments de matière de l'éprouvette se trouvent dans leur domaine élastique, et, par conséquent, lorsque la vitesse est suffisante, la poursuite du diagramme se fait avec une pente au départ égale à la pente initiale p_0. C'est le mécanisme de ce phénomène qui justifie le nom sous lequel nous l'avons désigné. D'une façon plus précise et plus générale, on peut démontrer que :

Après un certain temps d'arrêt t_a, la pente p au moment de la reprise de la déformation tend asymptotiquement vers p_0 dans deux cas :

1° *lorsque la vitesse de poursuite v augmente indéfiniment;*

2° *lorsque l'arrêt t_a est suffisamment prolongé.*

M. Ch. Crussard a bien voulu se charger de vérifier l'existence de ce phénomène et de réaliser quelques expériences critiques à l'aide d'une machine très précise de torsion sinusoïdale. L'éprouvette utilisée était une éprouvette de zinc extra pur de 2^mm^ de diamètre et de 10^mm^ de long. La période du cycle était d'environ 12 secondes après comme avant l'arrêt, et l'arrêt de A en B fut de 30 minutes. L'expérience fut faite à température ordinaire.

Le diagramme photographique reproduit par la figure 2 confirme remarquablement les prévisions de la théorie. On y vérifie facilement le quasi-parallélisme des tangentes en B et en O. On a obtenu, dans ce cas,

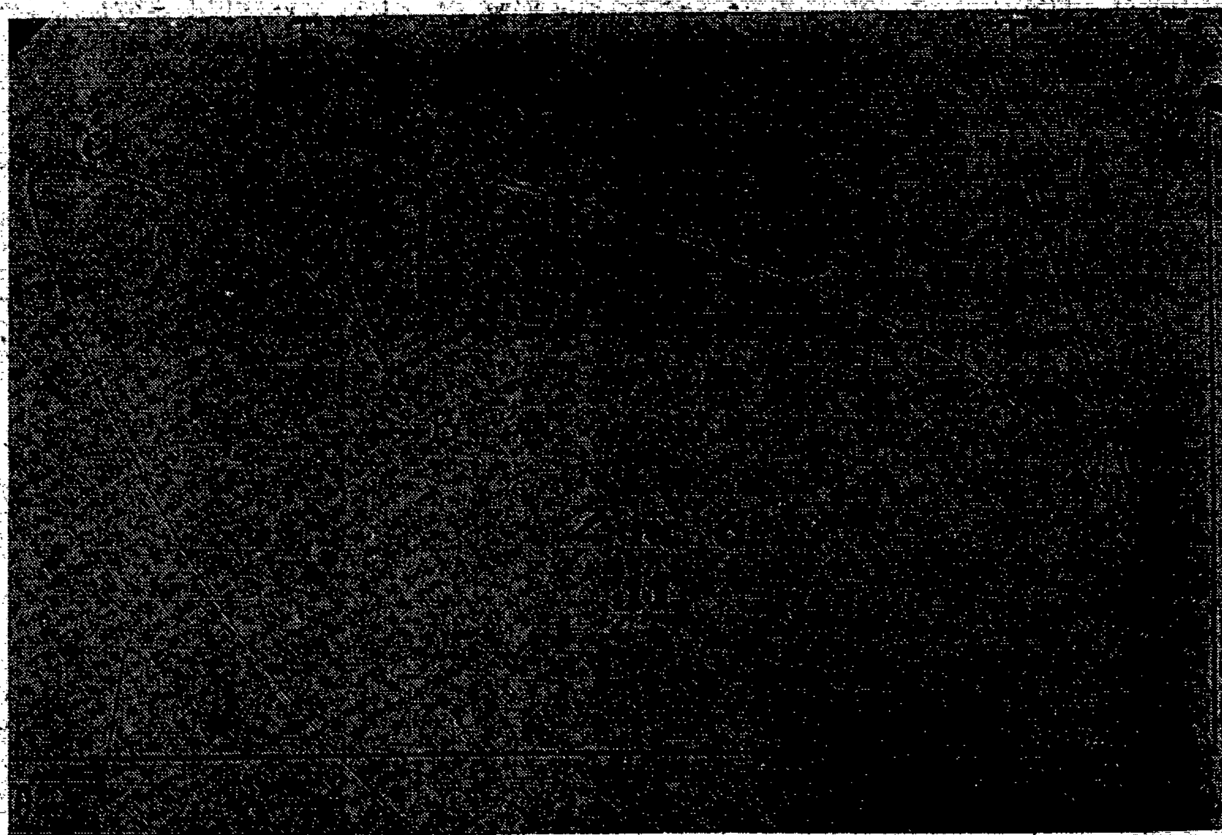


Fig. 2. — Coordonnées du point B : couple = 215000 dynes × cm; torsion = 0,031 radian.

$$p = p_0 - \frac{2}{100}.$$

Ce résultat est d'autant plus démonstratif que la vitesse de départ était relativement faible en B puisqu'il s'agissait d'une machine à torsion sinusoïdale. Il s'agit donc d'un phénomène bien accusé.

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Sur la vibration du béton frais.* Note de M. **Robert L'Hermite**, présentée par M. Albert Caquot.

La vibration mécanique appliquée au béton frais a pour effet de diminuer son frottement interne par action d'une pression de vibration, résultante statistique des impulsions des grains en mouvement. Cette dernière est donnée par l'expression $p = \alpha\sigma\delta n v/3$, où σ est le pourcentage de vides, δ la densité moyenne, n le nombre de vibrations par seconde, v la vitesse maximum des grains et α un

coefficient plus petit que l'unité. Dans le cas d'une vibration sinusoïdale $v = 2\pi n a$, où $2a$ est l'amplitude du mouvement oscillatoire du béton. Le coefficient de frottement interne K du béton à l'état de repos était $F = K(C+P)$, où C est la cohésion, P l'effort normal et F l'effort tangentiel. Il devient, après application de la pression uniforme de vibration, $K' = K - p(1-K)/(P+C)$. La diminution du coefficient de frottement interne en fonction des différents paramètres du béton et du vibrateur devient

$$\Delta K = \frac{2\pi}{3} \frac{a\eta^2 \alpha\sigma\delta(1-K)}{P+C}.$$

Lorsque $K' \leq 0$, le coefficient de frottement interne du béton vibré s'annule, la masse peut couler et se mettre en place par gravité sans action de forces extérieures en dehors de la vibration. Elle acquiert l'état de liquidité. Ceci se produit quand $\Delta K \geq K$. Dans ces conditions, le mélange a l'apparence d'un liquide pâteux dont la viscosité diminue quand ΔK augmente. Son coefficient de viscosité, dont dépendent les vitesses d'écoulement, de ségrégation et de désaération, est

$$\eta = \mu \frac{K(P+C)}{\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{k}{\Delta k}},$$

où μ est une constante dépendant de la grosseur moyenne des grains du mélange et qui augmente avec cette dernière. Cette relation exprime que le mouvement relatif de deux particules voisines ne peut se produire que lorsque ces particules ne sont pas en contact.

La propagation de la vibration dans la masse du béton à partir d'une paroi vibrante se fait de telle façon que chaque couche successive absorbe une quantité d'énergie $d\omega/dx = 2\alpha\sigma\pi^2\delta n^3 a^2$. De sorte que l'équation de propagation de l'énergie est

$$\frac{1}{\omega}\frac{d\omega}{dx} = \alpha\sigma n \quad \text{et} \quad \omega = \omega_0 e^{-\alpha\sigma n x}.$$

Lorsque la vibration se propage par ondes planes, l'état de liquidité apparaît à l'instant initial à une distance x_l donnée par la formule

$$x_l = \frac{2}{\alpha\sigma n} \log \frac{1-K}{K} \frac{p_0}{P+C},$$

où p_0 est la pression de vibration sur la couche d'abscisse nulle.

Lorsque la vibration se propage par ondes circulaires, les pressions de vibration sur les couches successives sont $p = p_0 e^{-(\alpha\sigma n/2)(r-r_0)}$.

Le coefficient $\alpha\sigma n$ est la déperdition d'énergie par unité de volume, il est proportionnel à la fréquence. L'énergie vibratoire est donc abordée d'autant plus près de sa source que la fréquence est plus élevée. Les expressions précédentes sont en accord avec les résultats des expériences de Mary (*Annales des Ponts et Chaussées*, 1936).

L'état de pseudo thixotropie du béton, après vibration (persistance de la chute du coefficient de frottement interne), s'explique par l'accrochage de tensions capillaires entre les grains après désaération suffisamment poussée. Celles-ci agissant dans toutes les directions sont équivalentes à une pression extérieure agissant sur toutes les faces. Tout se passe comme si le béton possédait une tension superficielle agissant dans le même sens que la pression de vibration et conduisant aux mêmes effets sur le frottement interne. Ce phénomène ne peut avoir lieu dans un béton gâché avec un excès d'eau ou dans un béton à granulométrie lui donnant une trop faible compacité. L'utilisation de la tension capillaire se fait couramment dans le démoulage instantané, avant prise.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la Mécanique ondulatoire des corpuscules élémentaires.* Note [1] de M. BERNARD KWAL.

Pour que $H = \hbar/i\,\partial/\partial x_k$ représente l'hamiltonien correspondant au corpuscule de spin j, il faut, σ_i^j étant les matrices de spin j, que l'on ait

$$\alpha_i\sigma_k - \sigma_k\alpha_i = 0 \quad \text{ou} \quad \varepsilon_i\alpha_e, \tag{1}$$

suivant que $k = i$ ou $k \neq i$; dans ce dernier cas $\varepsilon = +1$ ou $\varepsilon = -1$, selon que (i, k, l) soit une permutation paire ou impaire des nombres 1, 2, 3.

1. MULTIPLICATION EXTÉRIEURE DES MATRICES. — Nous définirons la multiplication extérieure de deux matrices A et B, $C = A \times B$, par l'opération $C_{iklm} = a_{ik}b_{lm}$. Cette définition entraîne deux relations importantes

$$\text{I} \quad (A.B)\times(C.D) = [A\times C].[B\times D], \qquad \text{II} \quad [A\times B][A^{-1}\times B^{-1}] = 1\times 1.$$

Grâce à ces relations on démontre facilement que si V transforme A en une matrice diagonale A_d, $V \times V$ transforme $1 \times A$ en une matrice diagonale $1 \times A_d$.

2. ÉQUATIONS PRIMAIRES. — Soient $\sigma_k^{1/2}$ les matrices de Pauli. Nous poserons

$$S^{1/2} = 2\sigma^{1/2}\partial_k = 2\left(\sigma_1\frac{\partial}{\partial x_1} + \sigma_2\frac{\partial}{\partial x_2} + \sigma_3\frac{\partial}{\partial x_3}\right), \qquad \varkappa = \frac{2m}{\hbar}. \tag{2}$$

Les équations primaires du corpuscule de spin 1/2 sont, par définition, les équations

$$(\partial_t + S^{1/2})\psi = -\varkappa\sigma_2\psi^*. \tag{3}$$

Pour le corpuscule de spin 1, il existe deux systèmes d'équations primaires, chacun formé de deux groupes d'équations,

$$\text{I}\begin{cases}(\partial_t + [1\times S^{1/2}])\psi = -\varkappa[\sigma_1\times\sigma_2]\psi^*,\\ (\partial_t + [S^{1/2}\times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_2\times\sigma_1]\psi^*,\end{cases} \qquad \text{II}\begin{cases}(\partial_t + [1\times S^{1/2}])\psi = -\varkappa[\sigma_1\times\sigma_2]\psi^*,\\ (\partial_t - [S^{1/2}\times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_2\times\sigma_1]\psi^*,\end{cases} \tag{4}$$

(1) Séance du 8 mars 1943.

et l'on a

$$\sigma^1 = [1 \times \sigma^{1/2}] + [\sigma^{1/2} \times 1] \quad \text{et} \quad \alpha^1 = [1 \times \sigma^{1/2}] - [\sigma^{1/2} \times 1].$$

Pour le corpuscule de spin 3/2, nous avons quatre systèmes d'équations primaires, chacun formé de trois groupes d'équations,

$$(5)\quad \begin{cases} \text{I} \begin{cases} (\partial_t + [1 \times 1 \times S^{1/2}])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_1 \times \sigma_2]\psi^\star, \\ (\partial_t + [1 \times S^{1/2} \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_2 \times \sigma_1]\psi^\star, \\ (\partial_t + [S^{1/2} \times 1 \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_2 \times \sigma_1 \times \sigma_1]\psi^\star, \end{cases} & \text{II} \begin{cases} (\partial_t + [1 \times 1 \times S^{1/2}])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_1 \times \sigma_2]\psi^\star, \\ (\partial_t + [1 \times S^{1/2} \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_2 \times \sigma_1]\psi^\star, \\ (\partial_t - [S^{1/2} \times 1 \times 1])\psi = \varkappa[\sigma_2 \times \sigma_1 \times \sigma_1]\psi^\star, \end{cases} \\ \text{III} \begin{cases} (\partial_t + [1 \times 1 \times S^{1/2}])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_1 \times \sigma_2]\psi^\star, \\ (\partial_t + [1 \times S^{1/2} \times 1])\psi = \varkappa[\sigma_1 \times \sigma_2 \times \sigma_1]\psi^\star, \\ (\partial_t + [S^{1/2} \times 1 \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_2 \times \sigma_1 \times \sigma_1]\psi^\star, \end{cases} & \text{IV} \begin{cases} (\partial_t - [1 \times 1 \times S^{1/2}])\psi = \varkappa[\sigma_1 \times \sigma_1 \times \sigma_2]\psi^\star, \\ (\partial_t + [1 \times S^{1/2} \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_2 \times \sigma_1]\psi^\star, \\ (\partial_t + [S^{1/2} \times 1 \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_2 \times \sigma_1 \times \sigma_1]\psi^\star, \end{cases} \end{cases}$$

avec

$$\sigma^{3/2} = 1 \times 1 \times \sigma^{1/2} + 1 \times \sigma^{1/2} \times 1 + \sigma^{1/2} \times 1 \times 1, \qquad \alpha_1^{5/2} = 1 \times 1 \times \sigma^{1/2} + 1 \times \sigma^{1/2} \times 1 - \sigma^{1/2} \times 1 \times 1,$$
$$\alpha_2^{3/2} = 1 \times 1 \times \sigma^{1/2} - 1 \times \sigma^{1/2} \times 1 + \sigma^{1/2} \times 1 \times 1, \qquad \alpha_3^{3/2} = -1 \times 1 \times \sigma^{1/2} + 1 \times \sigma^{1/2} \times 1 + \sigma^{1/2} \times 1 \times 1.$$

Pour le spin j, nous avons 2^{2j-1} systèmes d'équations primaires, chacun formé de $2j$ groupes de 2^{2j} équations (ψ à 2^{2j} composantes),

$$(6)\quad \begin{cases} \text{I} \begin{cases} (\partial_t + [1 \times 1 \times \ldots \ldots \times 1 \times S^{1/2}])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_2 \times \ldots \ldots \times \sigma_1 \times \sigma_2]\psi^\star, \\ (\partial_t + [1 \times 1 \times \ldots \ldots \times S^{1/2} \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_1 \times \ldots \ldots \times \sigma_2 \times \sigma_1]\psi^\star, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ (\partial_t + [1 \times S^{1/2} \times \ldots \ldots \times 1 \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_2 \times \ldots \ldots \times \sigma_1 \times \sigma_1]\psi^\star, \\ (\partial_t + [S^{1/2} \times 1 \times \ldots \ldots \times 1 \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_2 \times \sigma_1 \times \ldots \ldots \times \sigma_1 \times \sigma_1]\psi^\star, \end{cases} \\ \text{II} \begin{cases} (\partial_t + [1 \times 1 \times \ldots \ldots \times 1 \times S^{1/2}])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_1 \times \ldots \ldots \times \sigma_1 \times \sigma_2]\psi^\star, \\ (\partial_t + [1 \times 1 \times \ldots \ldots \times S^{1/2} \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_1 \times \ldots \ldots \times \sigma_2 \times \sigma_1]\psi^\star, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ (\partial_t + [1 \times S^{1/2} \times \ldots \ldots \times 1 \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_1 \times \sigma_2 \times \ldots \ldots \times \sigma_1 \times \sigma_1]\psi^\star, \\ (\partial_t + [S^{1/2} \times 1 \times \ldots \ldots \times 1 \times 1])\psi = -\varkappa[\sigma_2 \times \sigma_1 \times \ldots \ldots \times \sigma_1 \times \sigma_1]\psi^\star, \end{cases} \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{cases}$$

On distingue un système où l'opérateur ∂_t est suivi uniquement des signes $+$, $2j$ systèmes avec un signe $-$, $2j(2j-1)/2$ systèmes avec deux signes $-$ et C_{2j}^{2j-k} systèmes avec k signes $-$; au total, 2^{2j} systèmes, dont une moitié est formée des conjugués complexes de l'autre, en vertu des relations

$$(7)\qquad \sigma_2(S^{1/2})^\star = -S^{1/2}\sigma_2, \qquad (\sigma_2)^\star = -\sigma_2.$$

On a, d'autre part,

$$\begin{aligned} S^j &= [1 \times 1 \times \ldots \ldots \times 1 \times S^{1/2}] + [1 \times 1 \times \ldots \ldots \times S^{1/2} \times 1] + \ldots \\ &\quad + [1 \times S^{1/2} \times \ldots \ldots \times 1 \times 1] + [S^{1/2} \times 1 \times \ldots \ldots \times 1 \times 1], \\ \alpha_1^j &= [1 \times 1 \times \ldots \ldots \times 1 \times S^{1/2}] + [1 \times 1 \times \ldots \ldots \times S^{1/2} \times 1] + \ldots \\ &\quad + [1 \times S^{1/2} \times \ldots \ldots \times 1 \times 1] - [S^{1/2} \times 1 \times \ldots \ldots \times 1 \times 1], \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned}$$

3. ÉQUATIONS SECONDAIRES. — *a. Équations composées de degré k,* s'obtiennent en partant d'un système de k équations primaires simultanées. Pour $j = 1/2$,

les équations composées de premier degré s'obtiennent du système suivant :

$$(\partial_t + S^{1/2})^{(1)}\varphi = -\varkappa\sigma_2^{(1)}\varphi^*, \qquad (\partial_t + S^{1/2})^{(2)}\varphi = -\varkappa\sigma_2^{(2)}\varphi.$$

En posant ${}^{(1)}\psi = {}^{(1)}\varphi + i\,{}^{(2)}\varphi$ et ${}^{(2)}\psi = \sigma_2({}^{(2)}\varphi^* + i\,{}^{(2)}\varphi^*)$, on aboutit aux *équations de Dirac* sous la forme que voici :

$$\left(\partial_t + \begin{vmatrix} S^{1/2} & 0 \\ 0 & -S^{1/2} \end{vmatrix}\right)\psi = -\varkappa \begin{vmatrix} 0 & \sigma_2 \\ \sigma_2 & 0 \end{vmatrix}\psi. \tag{9}$$

Les équations composées, relatives au corpuscule de spin 1/2, de degré supérieur à 1, possèdent la propriété de *polyvariance*. Ainsi les équations composées de second degré peuvent-elles s'interpréter, soit au moyen de quatre spineurs de premier rang :

$$\text{(10-}a\text{)} \quad \begin{cases} \mathcal{D}^{\dot\beta\alpha(1)}\psi_\alpha = \varkappa^{(1)}\varphi^{\dot\beta}, & \mathcal{D}^{\dot\beta\alpha(2)}\psi_\alpha = \varkappa^{(2)}\varphi^{\dot\beta}, \\ \mathcal{D}^{\dot\beta\alpha(1)}\varphi_\alpha = \varkappa^{(1)}\psi^{\dot\alpha}, & \mathcal{D}^{\dot\beta\alpha(2)}\varphi_\alpha = \varkappa^{(2)}\psi^{\dot\alpha}, \end{cases}$$

soit au moyen de deux spineurs de second rang :

$$\text{(10-}b\text{)} \quad \mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\psi^{\alpha_1\alpha_2} = \varkappa\varphi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2}, \qquad \mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\varphi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2} = \varkappa\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2}.$$

Les équations composées de second degré sont équivalentes aux équations du type Whittaker faisant intervenir les grandeurs tensorielles réelles. Les équations de Whittaker entre les grandeurs tensorielles complexes s'obtiennent en prenant les équations composées de troisième degré. Pour $j > 1/2$, chaque système d'équations donne naissance à une suite d'équations composées, formées de la même manière que pour $j = 1/2$. L'intérêt des équations composées résulte de la disparition des fonctions complexes conjuguées du terme de masse.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur les* pH *des solutions ammoniacales*. Note de Mlle **Georgette Gallin**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Nous avons fait une étude systématique du pH des solutions ammoniacales de concentration 0,010 N, 0,025 N, 0,051 N, 0,101 N. Pour préparer ces solutions, nous nous sommes servie d'eau bidistillée sous azote, de conductivité égale à $3,8998 . 10^{-6}$ à 20°, et nous avons distillé de l'ammoniaque dans cette eau; les solutions ont été mises dans des flacons en pyrex.

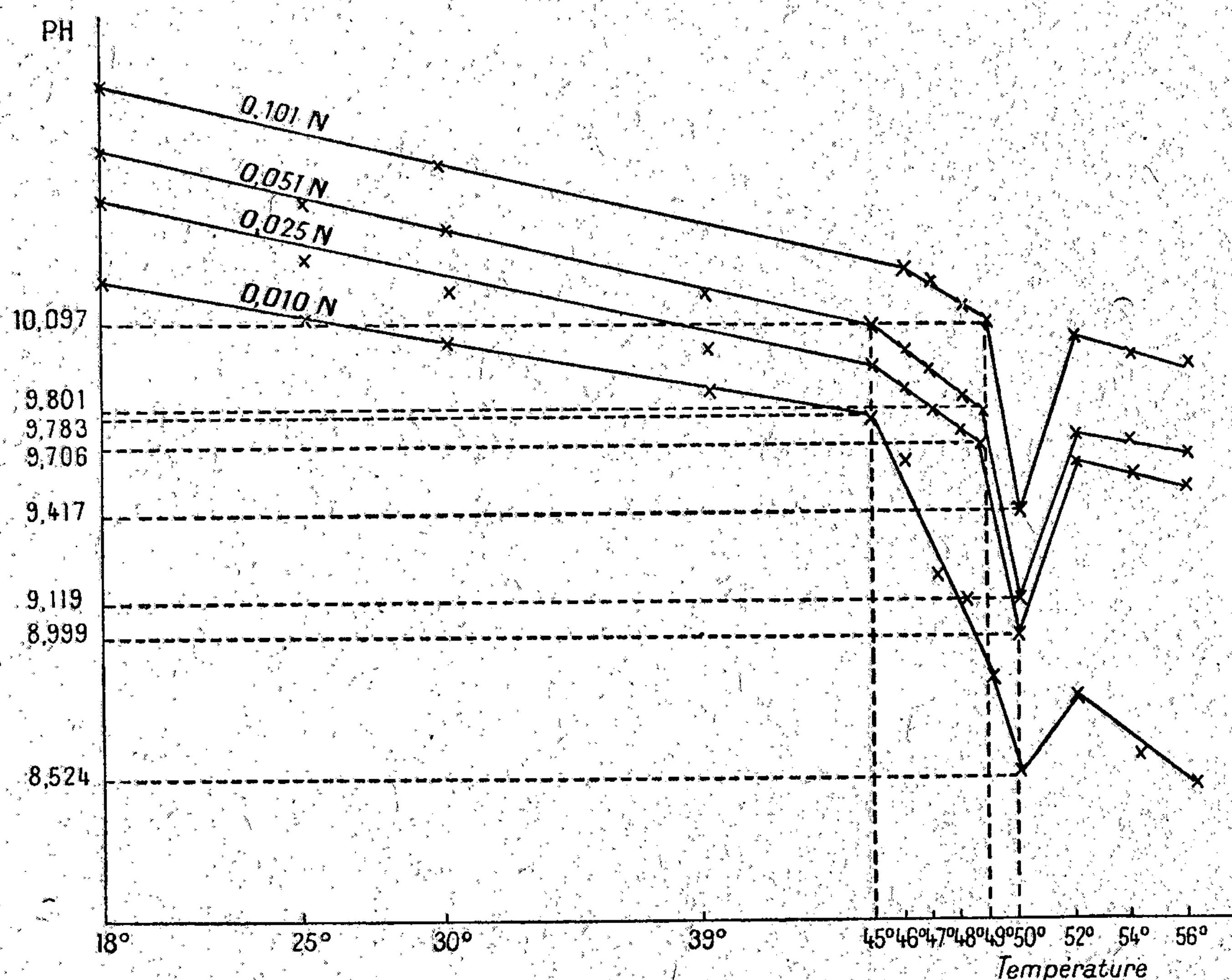
Les pH des quatre solutions étudiées ont été pris à des températures allant de 18 à 56°. Le phénomène observé a la même allure dans les quatre cas considérés (*fig.*). Nous avons étudié dans chaque cas la variation du pH avec la température et nous en avons tiré les conclusions suivantes :

1° Les quatre courbes obtenues ont même allure générale.

2° Pour toutes, le pH diminue régulièrement jusqu'à 45°, puis présente une chute brusque à 50°, suivie d'une remontée, elle-même suivie d'une chute lente jusqu'à 56°.

3° Pour les solutions ayant la plus forte concentration en ammoniaque, la

chute du pH est plus accentuée de 45° à 49°; la quatrième solution de concentration 0,010 N a une chute encore plus rapide entre ces deux températures.



4° Entre 49° et 50° il y a à peu près la même chute brutale du pH.

5° De 50 à 52° augmentatiou très brusque du pH.

6° De 52° à 56° le pH des quatre solutions diminue régulièrement et la courbe, pH température, prend une direction sensiblement parallèle à celle qu'elle avait de 18° à 45°.

Nous nous proposons d'étendre cette étude aux solutions de chlorure d'ammonium, de sulfate d'ammonium et aux mélanges de chacun de ces corps avec des solutions ammoniacales. Nous essayerons d'en tirer des conclusions sur la manière dont se comportent les solutions de ces différents corps.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude de l'influence de différents sels sur l'inflammation, à l'air, de mélanges gazeux combustibles.* Note (¹) de MM. **Henri Muraour** et **Albert Michel-Lévy**, transmise par M. Charles Fabry.

On sait depuis longtemps que la présence de sels de potassium suffit pour empêcher l'inflammation à l'air de certains mélanges gazeux combustibles; l'exemple le plus connu, observé en Amérique, est celui des gaz de hauts fourneaux qui ne peuvent brûler régulièrement qu'après élimination des sels de potassium qu'ils tiennent en suspension (*Engineering*, 2 février 1917).

(¹) Séance du 8 septembre 1941.

Malgré les beaux travaux de M. Prettre, le mécanisme de l'action des sels de potassium est encore loin d'être élucidé.

Nous avons repris cette étude avec le mode opératoire suivant : le mélange gazeux combustible était produit par la combustion dans une bombe à érosion, du type Vieille, d'une poudre à la nitrocellulose. Il avait approximativement la composition suivante :

$$CO\ 35\ \%;\quad H^2\ 17\ \%;\quad CO^2\ 17\ \%;\quad Az^2\ 11\ \%;\quad H^2O\ 20\ \%.$$

La teneur en gaz combustible était donc voisine de 50 %.

On sait que, dans le dispositif de Vieille, les produits de la combustion s'échappent dans l'air à travers un canal de 1^{mm} de diamètre percé dans un bloc d'acier. Normalement le jet gazeux s'enflamme au contact de l'air. Nous avons autrefois montré que l'addition d'un sel de potassium, le chlorure par exemple, suffit pour supprimer cette inflammation. Si l'on opère dans l'obscurité, devant l'objectif découvert d'un appareil photographique, la plaque sensible n'est plus impressionnée.

En opérant avec le chlorure de potassium, l'action antilueur peut avoir une double origine :

1° action spécifique de l'élément potassium ;

2° action refroidissante du sel agissant comme une masse inerte.

Pour simplifier le phénomène, en supprimant ce deuxième effet, nous avons fait appel à des sels de potassium explosifs, sels de di ou de trinitrophénols, par exemple, et en particulier au picrate de potassium. L'expérience nous a montré qu'une addition de 10 % de picrate de potassium suffit à empêcher toute réinflammation des gaz à la sortie de la bombe à érosion. La plaque photographique reste non impressionnée. L'explosion du picrate libérant le potassium à haute température, on ne peut parler ici d'une action refroidissante du sel ajouté.

Nous avons alors entrepris une étude systématique en utilisant les picrates alcalins, alcalino-terreux et les picrates de métaux lourds. En dehors du potassium, déjà connu, l'action antilueur a été observée *pour le picrate de rubidium et le picrate de cæsium*. Tous les autres picrates, y compris le picrate de lithium, se sont montrés sans action.

L'action du rubidium et du cæsium est au moins égale, sinon supérieure, à celle du potassium.

Au cours de cette étude nous avons fait une constatation intéressante, qui montre que le mécanisme de l'action antilueur du potassium est certainement complexe : en laissant échapper le jet gazeux de la bombe à érosion, non plus dans l'air, mais dans un gaz inerte (azote), on supprime naturellement toute possibilité d'inflammation. Cependant la photographie, effectuée dans l'obscurité, montre l'existence d'un phénomène lumineux, moins intense que dans l'air, mais cependant encore très net ; les gaz qui s'échappent de la bombe à érosion

sont donc lumineux par eux-mêmes. Or cette *luminosité propre disparaît, si la poudre est additionnée de picrate de potassium.* Il semble donc qu'en présence du potassium il y ait désactivation de certaines molécules, qui peut-être jouent un rôle dans l'inflammation des gaz au contact de l'air.

Dans le but d'étudier la nature de ces molécules activées, nous avons cherché à obtenir le spectre de la luminosité observé dans l'azote, mais, dans nos premières expériences, nous n'avons enregistré qu'un faible spectre continu, peut-être par suite de l'existence de surpression dans les tourbillons qui se produisent à la sortie du jet gazeux, peut-être aussi par suite de la faible intensité du spectre de bandes.

Ces essais ont malheureusement été interrompus par les événements.

Notons en terminant un fait curieux : parmi les différents sels de potassium essayés, le métaphosphate s'est comporté d'une façon tout à fait anormale; non seulement ce sel n'est pas antilueur, mais la lueur, supprimée par addition de picrate de potassium, réapparaît, si, à côté du picrate, on ajoute du métaphosphate. L'action particulière de ce sel doit, sans doute, être attribuée à la formation de phosphore libre, sous l'action des gaz réducteurs.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'hydrogénation sélective de l'aldéhyde cinnamique sous l'influence du nickel Raney.* Note (¹) de MM. **Léon Palfray**, **Sébastien Sabetay** et **Bernard Gauthier**, transmise par M. Marcel Delépine.

L'hydrogénation de l'aldéhyde cinnamique pose un problème particulier du fait que la chaîne présente deux doubles liaisons, éthénique et carbonylique, qui doivent, *a priori*, être inégalement résistantes à la fixation de l'hydrogène.

Nous avons déjà étudié (²), à ce point de vue, l'hydrogénation des ionones α et β. Avec ces deux corps, la liaison éthénique de la chaîne s'attaque la première, mais il faut remarquer que, dans les mêmes conditions, il ne faut, pour la saturer, que 8 minutes dans le cas de l'α-ionone contre 1 heure pour l'isomère β, ce qui est lié à ce fait que, dans la β-ionone, la double liaison est conjuguée avec une double liaison intracyclique.

De nombreux travaux ont été consacrés à l'hydrogénation de l'aldéhyde cinnamique.

C'est ainsi que E. Fischer et Hoffa (³) préparent le phényl-3-propanal en réduisant la fonction éthénique par le sodium et l'alcool, après avoir bloqué la fonction carbonyle en la transformant en acétal. Industriellement, on effectue la même réduction par un mélange

(¹) Séance du 5 juillet 1943.

(²) L. Palfray, S. Sabetay et J. Kandel, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1376; J. Kandel, *Ann. Chim.*, 11ᵉ série, 11, 1938, p. 90.

(³) *Ber. d. chem. Ges.*, 31, 1898, p. 1991.

de Ni et d'oxyde [A. Wagner [4]], ou avec un amalgame d'aluminium en solution alcaline [W. E. Gilburg [5]].

En 1915, avec le platine colloïdal, A. Skita [6] a pu conduire l'hydrogénation aux stades : aldéhyde saturé, alcool saturé et même alcool octahydrocinnamique en arrêtant l'opération après l'absorption de 1, 2 ou 5^{mol} d'hydrogène respectivement.

M. Delépine et C. Hanegraeff [7] ont, de leur côté, réussi à hydrogéner l'aldéhyde cinnamique jusqu'au terme aldéhyde saturé ou alcool saturé, à température et pression ordinaires, au moyen de nickel Raney, platiné ou non, avec ou sans soude. C'est la durée d'hydrogénation plus ou moins prolongée qui permettait d'arrêter l'absorption après la saturation de la liaison éthénique ou de la conduire jusqu'à hydrogénation du carbonyle.

Enfin, tout récemment, L. Bert [8] a obtenu l'alcool phénylpropylique et ses homologues alcoylés nucléaires par hydrogénation, suivant la méthode de Bouveault et Blanc, des aldéhydes saturés, obtenus eux-mêmes par synthèse et par une voie toute différente.

Nous nous proposons ici de déterminer, en présence du nickel Raney, le seuil d'hydrogénation et les étages de température les plus convenables à l'hydrogénation sélective de la chaîne latérale de l'aldéhyde cinnamique, d'où peuvent résulter trois états distincts d'hydrogénation : phénylpropanal, phénylpropénol, phénylpropanol; l'appareil décrit par l'un de nous [9] étant particulièrement apte à déceler la liaison entre la température et la vitesse d'hydrogénation. Par comparaison avec les constantes du produit de départ, l'indice d'iode nous fera connaître le degré de saturation de la liaison éthénique; l'indice d'oximation et l'indice d'acétylation pyridinée mesureront respectivement la teneur en carbonyle restant et en alcool formé.

D'après les indications préliminaires du diagramme d'une hydrogénation d'essai, à température régulièrement croissante, on a ensuite fait une série d'opérations distinctes à 15, 35, 55-60, 75 puis 100-105°.

Le tableau ci-dessous résume les résultats :

t°.	Indice d'iode.	Taux d'oximation (aldéhyde %).	Taux d'acétylation pyridinée (alcool %).	n_D^{17}.
Avant hydrogénation......	189,8 (98,8 %)	100	0	1,6230
15°....................	92,6 (42,6 %)	77,8	22,2	1,5778
35.....................	14,8 (7,7 %)	59,4	42,1	1,5440
55-60..................	4,10 (2,1 %)	52,8	53,6	1,5382
75.....................	0	0	—	—
100-105................	0	0	102,8	1,5160

Pour séparer la portion aldéhydique de la portion alcoolique, la marche qui nous a donné les meilleurs résultats a consisté à faire d'abord la combi-

---

(4) *Die Riechstoffe und ihre Derivate*, II, p. 590.
(5) *Brevet russe*, n° 38 632.
(6) *Ber. d. chem. Ges.*, **48**, 1915, p. 1691.
(7) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **4**, 1937, p. 2087.
(8) *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 356.
(9) L. Palfray, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **3**, 1936, p. 508.

naison bisulfitique. Mais l'hydrolyse, soit par le carbonate de sodium, soit par l'acide sulfurique dilué, s'est révélée peu avantageuse à cause de la résinification partielle. La méthode de A. Barbot ([10]) au contraire, par déplacement au moyen du formol, nous a donné toute satisfaction. L'aldéhyde étant éliminé, le liquide restant est repris par l'éther, lavé au carbonate et séché. Par distillation, on isole alors l'alcool phénylpropylique pur. On peut aussi, après s'être débarrassé de l'aldéhyde, isoler l'alcool tout à fait pur par l'intermédiaire de son ester borique.

Constantes de l'alcool, $É_{12}$ 117°; n_D^{16} 1,5270; d_4^{18} 1,0017; R_D calculé 41,68; trouvé 41,74; phényluréthane F 47°; éther tritylique 81°.

Constantes de l'aldéhyde, $É_{12}$ 97,5-98°; n_D^{16} 1,5230; d_4^{17} 1,0139; R_D calculé 40,17; trouvé 40,34; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 158-159°.

Dans le produit hydrogéné à 100-105° on trouve, à la distillation, une faible fraction de tête, $É_{14}$ 108-109°, ce qui pourrait correspondre à la présence d'un peu de cyclohexylpropanol. Mais surtout on trouve une portion de queue, $É_{14}$ 200°, qui pourrait être un produit de doublement de la molécule analogue à ceux déjà signalés par P. Mastagli ([11]).

Conclusion. — Par hydrogénation sélective au moyen du nickel Raney, nous avons pu suivre la saturation progressive de l'aldéhyde cinnamique, séparer l'un de l'autre l'aldéhyde saturé et l'alcool saturé, et enfin déterminer la température optimum de préparation du phénylpropanol qui n'avait pas encore été obtenu quantitativement par cette voie.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Transpositions moléculaires par déshalogénation au cours de l'action de* $IMgCH^3$ *sur les chloro-*3 *décalones-*2. *Obtention de quatre méthyldécalones* (*sans régression de cycle*) *et de trois acétylhexahydroindanes* (*avec régression de cycle*). Note de Mlle **Germaine Cauquil** et M. **Georges Tsatsas**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'un de nous fut parmi les premiers, avec Godchot ([1]), à signaler la régression de cycle qui se produit lorsqu'on fait réagir les organomagnésiens sur les chlorocyclanones. M. Tiffeneau ([2]) en a ultérieurement précisé le mécanisme semipinacolique, non seulement en ce qui concerne la migration d'un chaînon du cycle entraînant la régression, mais aussi pour la réaction qui peut accompagner la précédente et qui consiste dans la migration du radical de l'organomagnésien avec formation d'une alcoylcyclanone sans modification de cycle.

([10]) *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 728.

([11]) *Ann. Chim.*, 11e série, **10**, 1938, p. 310.

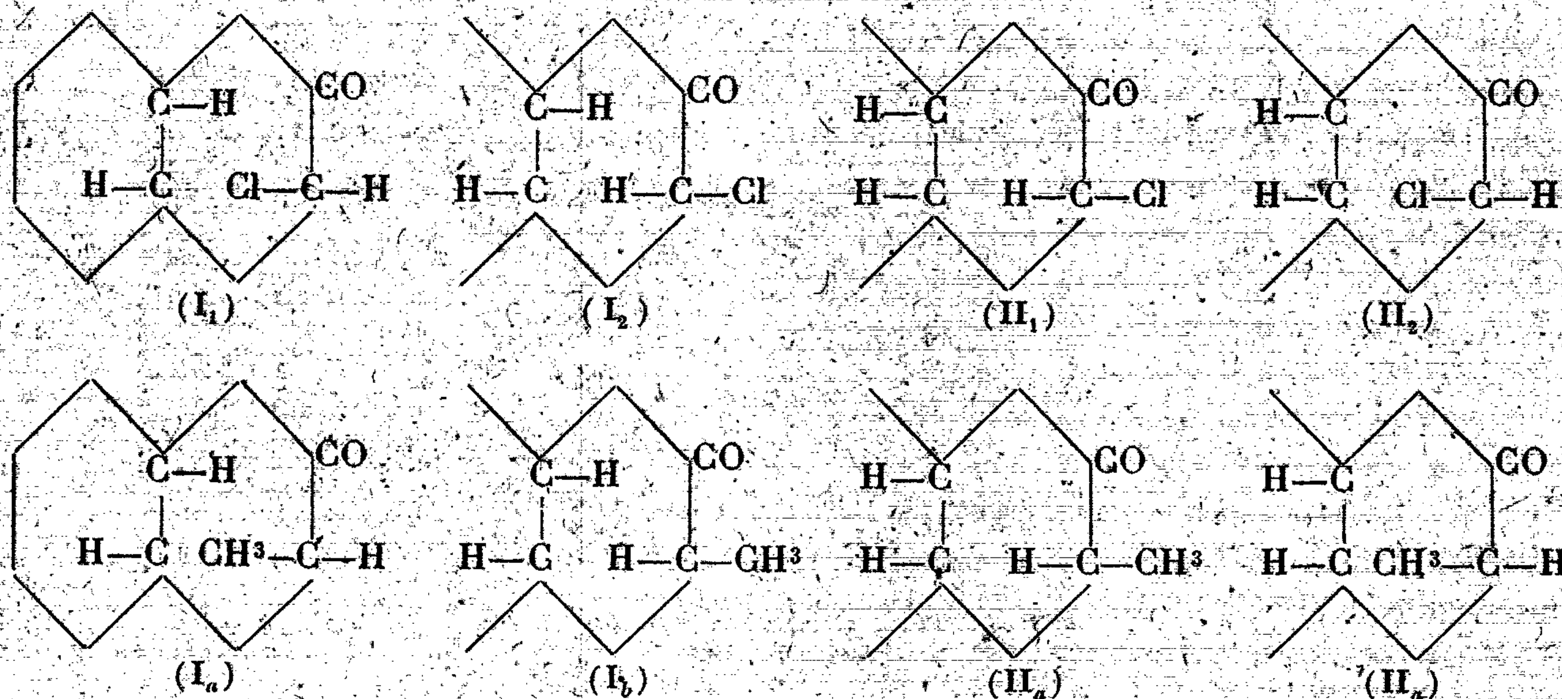
([1]) M. Godchot et Mlle G. Cauquil, *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 375.

([2]) *Comptes rendus*, **195**, 1932, p. 1284; Tiffeneau et Tchoubar, *ibid.*, **198**, 1934, p. 1941; Tiffeneau et Mlle S. Le Tellier, *ibid.*, **216**, 1943, p. 856.

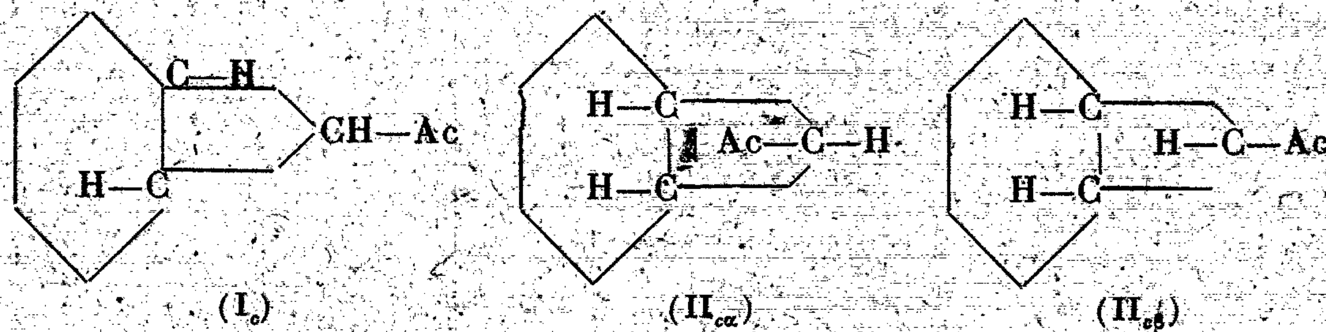
Il était intéressant d'appliquer cette réaction à des polycyclanones, notamment aux *cis* et *trans* décalones, de manière à obtenir, par régression de cycle, l'acétylhexahydroindane dont la connaissance doit présenter un certain intérêt au point de vue de la diastéréoisomérie.

Théoriquement on peut s'attendre à ce que cette déshalogénation magnésienne se comporte comme dans les cas analogues.

D'une part on doit obtenir sans régression de cycle, mais par migration du méthyle, deux paires de cétones, chaque paire (I_a), (I_b) et (II_a), (II_b) correspondant aux deux paires de chlorodécalones initiales, les chloro-3 décalone-2 *trans* (I_1) et (I_2) et les chloro-3 décalone-2 *cis* (II_1) et (II_2)



D'autre part, comme on l'a dit plus haut, il doit pouvoir se former par régression de cycle, c'est-à-dire par migration d'un CH^2, les trois acétylhexahydroindanes théoriquement possibles : l'un (I_c) n'existant que sous une seule forme, l'autre (II_c) existant sous deux formes diastéréoisomères α et β



Nous avons précisément pu, en effectuant ces deux réactions, sans isoler toutefois les chlorhydrines intermédiaires, obtenir les sept cétones ci-dessus dont les quatre formées sans régression de cycle ont été parfaitement identifiées, alors que pour les trois acétylhexahydroindanes, nous nous sommes bornés à constater la formation de bromoforme dans l'action de BrONa. D'après les proportions de chacune des cétones obtenues dans ces deux séries de réaction et en tenant compte de ce que, dans l'action des organomagnésiens sur les chlorocyclohexanones, il se forme environ deux fois plus de chlorhydrine *cis* que de *trans*, on peut en déduire que les chlorodécalones que nous

avons préparées pour les faire réagir sur $IMgCH^3$ étaient probablement constituées l'une, la *trans*, par un mélange à parties égales de deux isomères, alors que l'autre, la *cis*, devait renfermer sept fois plus de l'un des isomères que l'autre.

I. *Action de* $IMgCH^3$ *sur la chloro*-3 *décalone*-2 trans. — La chloruration de la décalone-2 *trans* effectuée suivant Favorsky, donne un mélange de chloro-3 décalone-2 *trans* (I_1) et (I_2) $É_{17}$ 160-163°, F 92°, que nous avons soumis à l'action de $IMgCH^3$ dans l'éther absolu. Le complexe magnésien formé, on chasse la presque totalité de l'éther pour éliminer IMg et l'on décompose par l'eau. On obtient ainsi un mélange de plusieurs cétones ($É_{16}$ 112-122°) que l'on transforme en semicarbazone. Une série de cristallisations fractionnées dans l'alcool absolu, l'alcool à 95° et l'acétone permet de séparer *en quantités égales* trois semicarbazones F 207°, F 193° et F 117°; les deux premières ont été identifiées avec celles provenant de la méthylation directe de la décalone-2 *trans* par ICH^3 en présence de NH^2-Na; la troisième donne par hydrolyse acide une cétone qui, traitée par BrONa, libère du bromoforme, c'est l'isomère (I_c).

II. *Action de* $IMgCH^3$ *sur la chloro*-3 *décalone*-2 cis. — La chloro-3 décalone-2 *cis*, préparée suivant Favorsky et signalée par Cook et Lawrence ([3]), est un produit $É_{16}$ 159-163° (F vers 108°); c'est un mélange de stéréoisomères (II_1) et (II_2). Sur ce mélange nous avons fait réagir $IMgCH^3$ dans les mêmes conditions que ci-dessus; on a un liquide ($É_{20}$ 115-125°) contenant diverses cétones que l'on transforme en semicarbazones. Une série de cristallisations fractionnées nous ont donné : une partie de semicarbazone F 237-238°; deux parties F 210°; sept parties F 195° et quatorze parties F 166°.

Les semicarbazones F 210 et 166° proviennent des deux méthyl-3 décalones-2 stéréoisomères (II_a) et (II_b); elles sont identiques à celles obtenues à partir des cétones provenant de la méthylation à l'amidure de la décalone-2 *cis*. Quant aux semicarbazones F 237 et 195°, leur hydrolyse a fourni deux cétones qui donnent du bromoforme quand on les traite par BrONa; il s'agit donc des deux acétylhexahydroindanes ($II_{c\alpha}$) et ($II_{c\beta}$).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des dérivés halogénés sur les magnésiens aromatiques en présence de chlorure ferrique*. Note de MM. **Gustave Vavon** et **Paul Mottez**, présentée par M. Marcel Delépine.

On sait que l'action d'un dérivé halogéné RX sur un magnésien R'MgX varie suivant la structure de R et R' : il peut y avoir soudure des deux radicaux avec formation de R — R' ou de R — R et R' — R', ou *dismutation*, un atome d'hydrogène quittant un radical pour se fixer sur un autre et donner les carbures RH, R'H et les éthyléniques correspondants. Un échange fonctionnel entre halogénure et magnésien peut encore venir compliquer l'allure de la réaction.

La vitesse varie beaucoup avec la structure de R et R' et *le plus souvent elle est très lente*. Nous avons cherché à catalyser la réaction par différents chlorures : les chlorures mercurique, stannique, chromique, le chlorure d'aluminium n'ont qu'une action peu marquée; par contre *le chlorure ferrique est un puissant catalyseur même à l'état de traces*.

(3) *Chem. Soc. Lond.*, 1937, p. 817.

Voici, à titre d'exemple, les temps nécessaires pour que disparaisse 25 % et 50 % du magnésien du bromobenzène opposé aux halogénures de butyle normal ($T = 0°$, $C = 0,6$ N pour le magnésien et l'halogénure, $C = 0,0005$ N pour $FeCl^3$, soit une molécule de $FeCl^3$ pour 1200 de magnésien et d'halogénure).

	30 %.	50 %.
Chlorure............	130 heures	
Bromure............	20 minutes	7h. 40
Iodure............	10 »	3h. 30

Avec le bromure, dans les mêmes conditions, *mais en l'absence de* $FeCl^3$ *il n'y a aucune réaction mesurable même au bout de 15 jours*. Ceci montre combien est grande l'activité du catalyseur.

Il se forme ainsi une quantité importante de *n*-butylbenzène, aussi avons-nous cherché à généraliser ce résultat et à mettre au point *une méthode d'introduction des radicaux aliphatiques dans les noyaux* aromatiques.

Voici le mode opératoire suivi : On fait une solution de $FeCl^3$ sublimé dans l'éther anhydre; on en introduit un peu dans le magnésien (0,5 % en mol); il se fait aussitôt, par une réaction bien connue (¹), du diphényle et du fer qui reste en solution colloïdale. On ajoute peu à peu l'halogénure, en agitant et refroidissant dans la glace.

L'introduction terminée, on achève la réaction, s'il y a lieu, en portant à l'ébullition, pendant un temps variable suivant le cas. On s'assure par un titrage à l'iode ou à l'acide sulfurique qu'il ne reste plus de magnésien.

Par décomposition du magnésien et distillation des produits formés, on a obtenu :

Magnésien.	Bromure.	Carbure R—R'.	Rendement %.
Bromobenzène............	éthyle	E= 136°	52
»	*n*-propyle	158-159	52
»	isopropyle	151-153	55
»	*n*-butyle	178-180	57
»	isobutyle	169-170	50
p-bromoanisol............	éthyle	193-194	58
Bromure de benzyle......	*n*-propyle	178-180	53
»	isopropyle	169-170	30
»	isopropyle	261-263	47
»	*n*-butyle	280-282	50
β-bromonaptalène........	*n*-propyle	277-279	32

Cette méthode de synthèse s'applique aux halogénures primaires et secondaires de série grasse. Toutefois le bromure et l'iodure de méthyle font exception : avec C^6H^5MgBr on a formation d'éthane, de diphényle et seulement 7 % de toluène; le rendement en dérivé méthylé augmente quand la

(¹) Voir en particulier Champetier, *Bull. Soc. Chim.*, 47, 1930, p. 1131.

soudure des deux radicaux aromatiques est rendue difficile par empêchement stérique : il passe, de 22 °/₀ pour le β-bromonaphtalène, à 50 °/₀ pour l'α- et à 70 °/₀ pour le 9-bromoanthracène.

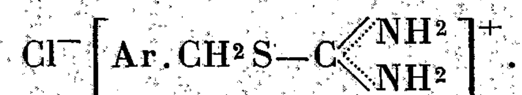
Le radical introduit conserve sa structure : le bromure de propyle donne du propyl et non de l'isopropylbenzène, comme le montrent le point d'ébullition du carbure et le point de fusion du produit de condensation avec l'anhydride phtalique F 123° au lieu de 130° pour l'isopropylbenzène. Dans le cas de l'isobutylbenzène, dont le point d'ébullition est très voisin de celui du pseudobutylbenzène, nous avons vérifié que le corps obtenu agit rapidement sur le brome à la lumière, ce qui ne donne pas le pseudo-butylbenzène ([2]); nous avons de plus fait le produit de condensation avec l'anhydride phtalique (F 119° au lieu de 132° pour le tertiaire).

Cette méthode de synthèse échoue quand il s'agit de condenser un radical tertiaire sur le noyau aromatique : il y a dismutation et formation de carbures éthylénique, saturé et diarylique : ainsi, par action du bromure de pseudo-butyle sur le magnésien du bromobenzène, on a 80 °/₀ de diphényle; on obtient de même des rendements de 80 °/₀ en di *p*-tolyle, 62 °/₀ en di *p*-anisyle.

Enfin nous avons vérifié que l'on peut également obtenir ces corps symétriques, ainsi qu'on le savait déjà ([3]) par action d'un halogénure aromatique sur son magnésien : rendement en diphényle 61 °/₀, en dianisyle 56 %.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques propriétés du composé de fixation du chlorure de benzyle sur la thiourée.* Note de MM. **Joseph Bougault** et **Pierre Chabrier**, présentée par M. Marcel Delépine.

Werner ([1]) a montré que la thiourée fixe quantitativement le chlorure de benzyle pour donner un composé de la forme



$$Cl^{-}\left[Ar.CH^{2}S-C\begin{smallmatrix}\nearrow NH^{2}\\ \searrow NH^{2}\end{smallmatrix}\right]^{+}.$$

Cette réaction a été depuis étendue aux sels d'alcoyles en général, y compris les oxalates et les sulfocyanures ([2]).

Nous envisagerons seulement dans cette Note le composé résultant de la combinaison du chlorure de benzyle avec la thiourée, que Donleavy ([3]) a récemment proposé pour caractériser les acides organiques.

([2]) Schramm, *Monatsh. für Chemie*, 9, 1888, p. 617.

([3]) Michaïlenko et Sassypkina, *J. Phys. Ch. Russe*, 53, 1921, p. 343; Kharasch et Fields, *Centr. Blatt.*, I, 1942, p. 2000.

([1]) *J. Chem. Soc.*, 57, 1890, p. 283.

([2]) Taylor, *J. Chem. Soc.*, 111, 1917, p. 650.

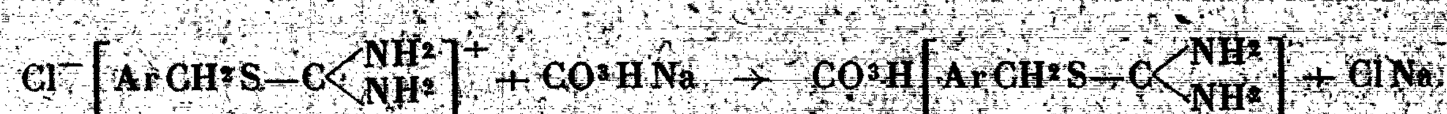
([3]) *Am. Chem. Soc.*, 58, 1936, p. 1004.

Lorsqu'on chauffe en milieu alcoolique parties équimoléculaires de chlorure de benzyle et de thiourée, le produit qui précipite par refroidissement peut se révéler sous deux formes, l'une fondant à 146°, l'autre à 172°.

Werner et, plus tard, Donleavy n'obtinrent que rarement la forme F 146°, de laquelle ils passèrent facilement à la forme F 172° en dissolvant la première dans l'alcool bouillant et en amorçant la cristallisation avec quelques cristaux de la seconde.

Contrairement à ces auteurs, nous avons toujours obtenu la forme F 146°, à partir de laquelle on peut passer quantitativement à la forme F 172° en la chauffant au bain d'huile à 150° pendant quelques minutes.

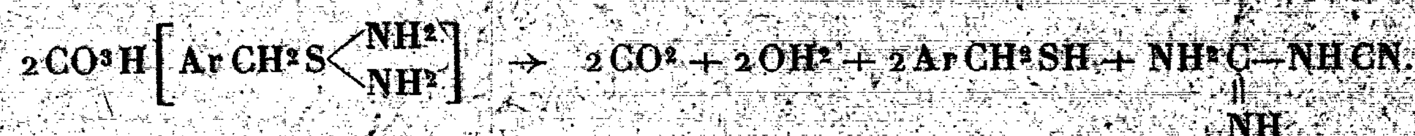
Inversement, nous passons aisément de la forme F 172° à la forme F 146° par l'intermédiaire du bicarbonate. Ce composé s'obtient quantitativement par double décomposition entre parties équimoléculaires de l'un ou l'autre des composés F 146° et 172° et le carbonate acide de sodium



$$Cl^{-}\left[ArCH^2S-C\begin{matrix}\diagup NH^2\\ \diagdown NH^2\end{matrix}\right]^{+} + CO^3HNa \rightarrow CO^3H\left[ArCH^2S-C\begin{matrix}\diagup NH^2\\ \diagdown NH^2\end{matrix}\right] + ClNa.$$

Ce bicarbonate dissous dans l'acide chlorhydrique concentré donne naissance au composé F 146°.

Le bicarbonate de S-benzylthiourée fond à 105°; il est très peu soluble dans l'eau froide, soluble dans l'eau bouillante qui le décompose rapidement en gaz carbonique, benzylmercaptan et dicyandiamide (F 211°), identifiée avec la dicyandiamide préparée à partir de la cyanamide selon la technique indiquée par Söll et Stutzer (¹)



$$2CO^3H\left[ArCH^2S\begin{matrix}\diagup NH^2\\ \diagdown NH^2\end{matrix}\right] \rightarrow 2CO^2 + 2OH^2 + 2ArCH^2SH + NH^2C(=NH)-NHCN.$$

La stabilité de ce bicarbonate nous a engagés à préparer des sels acides de la S-benzylthiourée, en vue de vérifier s'ils étaient plus stables que les sels neutres obtenus par Donleavy (*loc. cit.*) en milieu alcoolique.

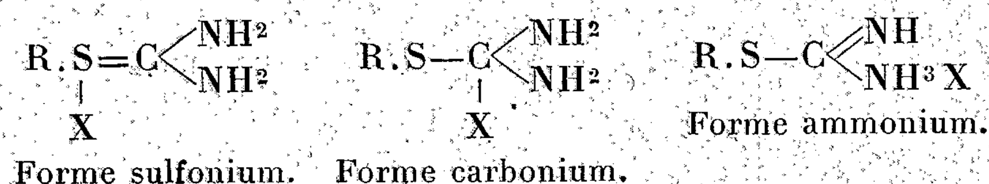
Par double décomposition en milieu aqueux entre le chlorure de S-benzylthiourée et le sel acide d'un diacide organique, nous avons obtenu des sels acides stables très peu solubles dans l'eau, possédant un point de fusion net et caractéristique généralement.

Les sels suivants ont été préparés et analysés :

		F.			F.
Bicarbonate	($C^9H^{12}O^3N^2S$).	105°	Maléate acide	($C^{12}H^{14}O^4N^2S$).	186°
Oxalate acide	($C^{10}H^{12}O^4N^2S$).	220	Diméthylglutarate acide	($C^{15}H^{22}O^4N^2S$).	194
Succinate acide	($C^{12}H^{16}O^4N^2S$).	176	Phtalate acide	($C^{16}H^{16}O^4N^2S$).	152

(¹) *Ber. d. chem. Ges.*, **42**, 1909, p. 4533.

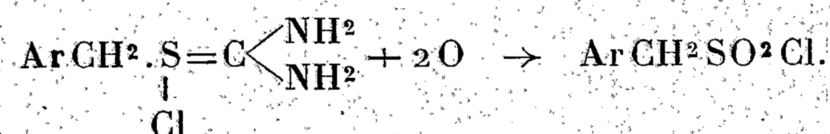
Constitution du chlorure de S-benzylthiourée. — Plusieurs formules ont été proposées pour représenter ce composé et d'une façon plus générale les produits de fixation des halogénures d'alcoyles sur la thiourée



La plus probable paraît être la forme sulfonium, bien qu'aucune preuve directe de son existence n'ait encore été fournie.

L'existence des deux composés F 146° et 172°, dont il a été précédemment question, a même été interprétée par Werner (*loc. cit.*) comme la représentation des deux formes sulfonium et ammonium.

L'action du N-dichlorocarbamate de méthyle $Cl^2N.CO^2CH^3$, sur l'un ou l'autre des composés F 146° et 172° en solution aqueuse à 10 %, fournit, avec un rendement supérieur à 95 %, le chlorure de l'acide benzylsulfonique.



Ce fait remarquable constitue un argument en faveur de la forme sulfonium et montre d'autre part que les deux composés F 146° et 172° représentent deux états de polymorphie.

Ce mode de formation assez inattendue d'un chlorure d'acide en milieu aqueux constitue, à notre connaissance, la meilleure méthode de préparation du chlorure de l'acide benzylsulfonique.

CHIMIE INDUSTRIELLE. — *Stéréogramme représentant toutes les fumées hydrogénées sèches d'un combustible donné.* Note de M. **Marcel Véron**, présentée par M. Albert Portevin.

Supposons que tout le combustible passe dans les fumées, et que les combustions et dissociations restent leurs seules sources ([1]).

Nommons v les volumes partiels, F le volume total de fumées, A le volume d'air comburant, tous rapportés aux conditions normales et à l'unité de masse du combustible, en les affectant de l'indice zéro quand ils concernent spécialement la combustion neutre, à laquelle on réfère l'excès ou le défau d'air $e = (A - A_0)/A_0 \gtrless 0$.

Entre les ***sept*** facteurs variables $v_{CO^2+SO^2}$, v_{O^2}, v_{CO}, v_{H^2}, v_{N^2}, F et A ou e, qui caractérisent entièrement une fumée, existent *quatre* relations

$$v_{CO^2+SO^2} = (v_{CO^2})_0 - v_{CO}; \qquad v_{O^2} = \frac{1}{2}(v_{CO} + v_{H^2}) + 0,208\, e A_0;$$

$$F = v_{CO^2+SO^2} + v_{O^2} + v_{CO} + v_{H^2} + v_{N^2} = F_0 + e A_0 + \frac{1}{2}(v_{CO} + 3 v_{H^2}),$$

([1]) Cette Note généralise une Note antérieure (*Comptes rendus*, 214, 1942, pp. 426-428).

où A_0, F_0 et $(v_{CO^2})_0$, fixes, sont connus une fois pour toutes, d'après l'analyse élémentaire du combustible.

Trois des facteurs variables énumérés, ou de leurs combinaisons distinctes, suffisent donc à définir entièrement une fumée. On retiendra les teneurs en $O^2(\omega)$ et en $CO^2 + SO^2(\alpha)$, ainsi que le rapport (φ) des teneurs en $H^2(\eta)$ et en $CO(\beta)$

$$\omega = 100\frac{v_{CO^2}}{F}, \quad \alpha = 100\frac{v_{CO^2+SO^2}}{F}, \quad \varphi = \frac{v_{H^2}}{v_{CO}} = \frac{\eta}{\beta}, \qquad \text{avec } \eta = 100\frac{v_{H^2}}{F}, \quad \beta = 100\frac{v_{CO}}{F}.$$

Portées le long de trois axes $O\omega$, $O\alpha$ (horizontaux) et $O\varphi$ (vertical), ces trois variables engendreront un espace dont chaque point figurera une fumée hydrogénée possible du combustible considéré, et une seule. Les fumées offrant une valeur commune d'un des facteurs restants, ou tout autre caractère commun pris comme paramètre, seront reliées par des surfaces inscrites dans cet espace; celles offrant deux propriétés communes seront reliées par des lignes tracées sur ces surfaces.

Les surfaces d'égale teneur en CO, β, régies par l'équation

$$\alpha = \alpha_0 - \left[1 - \frac{\alpha_0}{2}\left(\frac{1+\varphi}{20,8} - \frac{1+3\varphi}{100}\right)\right]\beta - \frac{\alpha_0}{20,8}\omega, \qquad \text{où} \qquad \alpha_0 = \frac{(v_{CO^2+SO^2})_0}{1},$$

forment un faisceau de plans obliques qui se coupent tous sur une droite horizontale commune D située à l'intersection du plan vertical $\mathcal{V}$ d'équation $\alpha = \alpha_0(1 - \omega/20,8)$ et du plan horizontal $\mathcal{H}_1$ dont la cote φ_1 annule le coefficient de β ($\varphi_1 \sim 3,2$ pour $\alpha_0 \sim 20,8$). Le plan $\beta = 0$, seul vertical, se confond avec $\mathcal{V}$; le plan $\beta = \beta_1$, tel que $1/\beta_1 = (1/\alpha_0) - [0,792/(2 \times 20,8)]$, passe par O; les autres plans sont intermédiaires. Leurs traces dans chaque plan horizontal sont des droites parallèles à D, équidistantes pour des valeurs de β régulièrement espacées.

Les surfaces d'égale teneur en H^2, $\eta = \varphi\beta$, forment un faisceau de cylindres hyperboliques asymptotes aux plans orthogonaux $\varphi = 0$ et $\mathcal{V}'(\eta)$, ceux-ci parallèles à $\mathcal{V}$. Ils se coupent tous sur D. La surface $\eta = 0$, seule plane, se confond avec $\mathcal{V}$. Leurs génératrices dans chaque plan horizontal sont des droites équidistantes parallèles à D.

Les surfaces d'égal excès ou défaut d'air, e, régies par l'équation

$$\frac{2\omega + (1+\varphi)\alpha}{1 - \frac{1+3\varphi}{1+\varphi}\frac{\omega}{100}} = \frac{(1+\varphi)\alpha_0 + 2.20,8 r_0 e}{1 + \left(1 - 0,208\frac{1+3\varphi}{1+\varphi}\right)r_0 e}, \qquad \text{où} \qquad \alpha_0 = 100\frac{(v_{CO^2+SO^2})_0}{F_0} \quad \text{et} \quad r_0 = \frac{A_0}{F_0},$$

forment un faisceau de conoïdes du 2e ordre à plan directeur horizontal, dont les axes, verticaux, sont dans le plan $\mathcal{V}$ et dans des plans $\mathcal{V}''(e)$, d'équation $\alpha = \alpha_0/(1 + er_0)$. Ils se coupent tous sur D et sur une hyperbole directrice unique H, située dans le plan vertical $\mathcal{V}'''$ d'équation $\alpha = 100 - 3\omega$ [2],

---

[2] Après avoir fait le calcul numérique des coordonnées des nœuds du faisceau d'égal e pour $\varphi = 0$, $0,5$ et 1, M. M. Brunet a déjà constaté leur alignement sur le diagramme plan d'Ostwald.

rencontrant D dans le plan $\mathcal{H}_1$ et plaçant ses asymptotes dans les plans orthogonaux $\alpha = 0$ et $\varphi = -1/3$. Leurs génératrices dans chaque plan horizontal sont des droites concourant toutes au point de H qui a pour coordonnées $[\varphi, \omega = 100(1+\varphi)/(1+3\varphi), \alpha = -200/(1+3\varphi)]$, et de plus en plus voisines pour des valeurs de e régulièrement croissantes.

Chaque surface d'égale η ou e ne figurant dans l'espace positif que par l'une de ses deux nappes, aucune ambiguïté n'est possible.

φ s'élevant à partir de o, les lignes de chaque famille (β, η, e etc.) se rapprochent pour se confondre avec D au niveau de $\mathcal{H}_1$; au-dessus, elles se séparent en ordre inverse. La droite des combustions théoriques $e = 0$, glissant sur et tournant autour de son axe ($\omega = \beta = 0$), s'éloigne du plan $\omega = 0$ des combustions réductrices pour se coucher sur le plan $\beta = \eta = 0(\mathcal{V})$ des combustions oxydantes, qu'elle atteint et dépasse au niveau de $\mathcal{H}_1$: le champ mi-réducteur $e < 0$ s'ouvre donc d'abord aux dépens du champ mi-oxydant $e > 0$, leur angle total au sommet restant constant et égal à *arc tang* $20,8/\alpha_0$ pour $0 \leqq \varphi \leqq \varphi_1$.

L'indétermination de φ pour $\beta = \eta = 0$ est sans conséquence, α, ω, e ayant ensemble les mêmes valeurs quel que soit φ dans le plan $\mathcal{V}$.

Le stéréogramme ainsi défini peut être matérialisé, soit par les surfaces qu'on a décrites, soit, et plus commodément, par leurs coupes horizontales. Il permettra les mêmes opérations que le diagramme d'Ostwald (plan $\varphi = 0$), mais transposées ici dans le cas plus général, sinon plus courant, où les fumées contiennent de l'hydrogène libre : contrôle de leurs analyses par la concordance des 4 teneurs mesurées; prévision d'une des teneurs (η) connaissant les 3 autres; lecture directe des excès ou défauts d'air, des chaleurs latentes, sensibles, totales etc.

GÉOLOGIE. — *Les relations du bassin de Paris et du bassin aquitanien pendant le Lias.* Note de M. **René Abrard**.

Ainsi que l'a indiqué J. Welsch (1), le Lias est une période d'affaissement pour le détroit du Poitou et la Gâtine, mais peu de précisions ont été apportées sur le moment où s'est effectuée l'ouverture du détroit, certains auteurs pensant qu'elle était réalisée à l'Hettangien, d'autres, parmi lesquels E. Haug (2), admettant qu'au début du Lias moyen il n'existait encore aucune communication par cette voie entre le bassin de Paris et celui d'Aquitaine.

La répartition des dépôts rhétiens, très discontinus, ne fournit guère d'arguments, mais il paraît à peu près certain qu'un littoral continu s'étendait du bord SE du Massif Central à la Vendée. On ne peut baser non plus une opinion sur l'Hettangien, si ce n'est que son absence sur le bord nord du seuil fait penser que le détroit n'était pas encore ouvert.

---

(1) *Bull. Soc. Géol. France*, 4e série, 3, 1903, p. 852.
(2) *Traité de Géologie*, p. 965.

La répartition des faciès du Sinémurien est par contre très instructive. Cet étage n'est représenté d'une manière certaine sur le bord sud qu'auprès de Niort, par la « caillebotine » à *Arrietites Conybeari*, et d'une manière dubitative par des calcaires jaunâtres sans fossiles compris entre l'Hettangien et le Charmouthien. L'absence du faciès classique « calcaire à Gryphées arquées », qui représente partout l'étage dans le bassin de Paris, est un argument très fort en faveur de la non ouverture du détroit jusqu'au delà du Sinémurien. L'amenuisement, puis la quasi disparition des couches du Lias inférieur d'E en W le long du bord nord du Massif Central, et du N au S le long du Massif armoricain militent en faveur de cette opinion.

Après cette période la transgression sur les terrains anciens en voie d'affaissement a commencé dès la fin du Lias inférieur, ainsi que l'atteste la présence à Saint-Vincent-Sterlange, dans le bassin d'effondrement de Chantonnay, de couches à *Ægoceras planicosta*, espèce habituellement lotharingienne. Cette transgression venue du S s'est accentuée au cours du Toarcien qui, à Thouars, au N du seuil du Poitou, repose directement sur le massif ancien; pour le démontrer, il faut prouver que le Lias supérieur de la bordure N du seuil dépend du bassin aquitanien et ne représente pas une avancée vers le SW de la mer du bassin de Paris. Nous allons nous y essayer.

Si l'on fait une comparaison entre le Lias supérieur du bassin aquitanien et du seuil du Poitou d'une part, et celui du bassin de Paris d'autre part, on constate une différence très importante, portant sur le fait que, dans la première région, les faciès marneux du Toarcien se poursuivent jusque dans les deux premières zones de l'Aalenien, la continuité de sédimentation étant complète, tandis que dans la seconde les formations calcaires presque littorales avec surfaces corrodées et lacunes par ravinement caractérisent l'Aalenien dès sa base (Normandie, Lorraine etc.).

En effet, dans le seuil du Poitou et le bassin aquitanien, au Toarcien supérieur marneux succèdent des marnes plus ou moins schisteuses à *Dumortieria radians* et *Catulloceras Dumortieri*, que suivent des marnes bleues ou des marnes sableuses jaunes à *Pleydellia aalense* desquelles on peut quelquefois séparer un niveau à *Lioceras opalinum* qui forme le passage aux faciès calcaires qui vont représenter les zones aaléniennes supérieures. Il y a donc, ainsi que l'a signalé Ph. Glangeaud (³), continuité entre le Lias et le Bajocien sans aucun vestige d'émersion.

Ce régime, qui s'étend au bord nord du seuil du Poitou, est totalement différent de celui du bassin de Paris, et Haug en avait été frappé; on le retrouve dans les Causses, où le faciès des marnes bleues se poursuit également dans les deux premières zones de l'Aalenien et où il y a ensuite passage insensible au Bajocien par apparition de couches de plus en plus calcaires. Nous en

(³) *Bull. Serv. Carte Géol. France*, 8, n° 50, 1895, p. 71.

concluons que, bien que situé géographiquement dans le bassin de Paris, *le Lias supérieur de la région de Thouars est d'origine méridionale et transgressif du S vers le N;* il ne représente en aucune manière une avancée vers le SW de la mer du bassin de Paris.

L'amincissement des dépôts liasiques d'E en W en bordure nord du Massif Central, l'allure régressive du Toarcien supérieur et de l'Aalenien inférieur, dans les affleurements du bassin de Paris les plus rapprochés vers le N (Maine-et-Loire, Mayenne (⁴), viennent à l'appui de cette manière de voir.

Au Toarcien, la transgression venue du S et qui au Lotharingien moyen avait déjà recouvert en partie la Vendée, s'est fortement accentuée, débordant largement sur les terrains anciens et empiétant largement sur le SW du bassin de Paris, y rejoignant une mer qui ne s'est avancée que d'une manière hésitante. La répartition des marnes à *Posidonomyes* du Toarcien inférieur, développées dans les Causses, et aux environs de Figeac, atteignant la Charente vers le Nord, mais n'allant pas au delà, confirme que c'est vers le Sud, en zone plus profonde, qu'il faut rechercher le point de départ de la transgression du Lias supérieur du bassin d'Aquitaine.

SÉISMOLOGIE. — *Amplitude verticale des ondes microséismiques dans des stations de sous-sols variés.* Note de M. **Pierre Bernard**, présentée par M. Charles Maurain.

On sait que les variations d'amplitude de la houle terrestre, plus généralement, mais assez improprement, appelée *agitation microséismique*, sont simultanées dans des stations même très éloignées ([1]), mais l'importance de ces variations est très différente d'une station à l'autre. J'ai cherché à préciser ces différences à l'aide d'un séismographe du type *faux Galitzine* ([2]) dont les enregistrements sont comparables à ceux du Galitzine vertical de l'Observatoire du Parc Saint-Maur. Les expériences ont eu lieu successivement :

1° A l'Observatoire de Chambon-la-Forêt (Loiret), du 30 mai au 8 juin 1943. L'amplitude de l'agitation microséismique est en ce point nettement supérieure à celle du Parc Saint-Maur : pour les 10 jours d'observation, le rapport des amplitudes est de 1,47 (moyenne de 204 mesures), les périodes du mouvement étant les mêmes dans les deux stations pour l'ensemble de la série ($4^s,9$ à Chambon, $5^s,0$ à Saint-Maur).

D'assez nombreux séismes ont d'autre part été enregistrés au cours de cette décade; l'amplitude des ondes longues est plus petite à Chambon qu'à Saint-Maur, le rapport moyen des amplitudes (14 mesures avec période moyenne

(⁴) A. Bigot, *Bull. Soc. Géol. France,* 5ᵉ série, **11**, 1941, p. 229.

([1]) P. Bernard, *Thèse* et *Ann. Inst. Phys. Globe Paris,* **19**, 1941, p. 1.

([2]) G. Grenet et J. Coulomb, *Ann. de Phys.,* 11ᵉ série, **3**, 1935, p. 322.

de 16^s,5) étant de 0,84. Pour les ondes préliminaires au contraire, les amplitudes de 6 *impetus* ou *emersio* sont égales ou supérieures dans l'une ou l'autre station, suivant les cas (rapport moyen 1,06).

2° A Saint-Michel-sur-Orge, du 16 au 26 août, puis du 21 au 25 septembre 1943. L'amplitude relative Saint-Michel : Saint-Maur prend dans différents intervalles de période les valeurs

Période moyenne (secondes)........	4,25	4,75	5,25	6,4
Rapport des amplitudes..........	0,92	0,97	1,09	1,72

Quelques tremblements de terre peuvent également être étudiés, et le rapport des amplitudes des ondes longues est, pour différents séismes, 1,09; 0,87; 1,23; 0,77; 1,06; 0,96, en moyenne 1,00. Pour un *impetus* nettement marqué du 24 septembre à 6^{h}51^m, ce rapport est 0,96.

3° A Chambly (Oise), du 16 au 27 novembre 1943, l'amplitude de l'agitation se trouve nettement inférieure à celle du Parc Saint-Maur : elle prend les valeurs relatives 0,87; 0,85; 0,78 pour des périodes moyennes respectivement de 4^s,31; 5^s,47; 6^s,51.

On peut encore comparer les ondes séismiques proprement dites : l'amplitude des ondes longues est à Chambly plus grande qu'à Saint-Maur (rapport 1,20) et les premiers *impetus* du grand séisme turc du 26 novembre donnent un rapport de 0,99.

En résumé, l'amplitude verticale de l'agitation microséismique mesurée simultanément en différents points du Bassin de Paris augmente du Nord au Sud, étant, pour les périodes comprises entre 5 et 6 secondes, proportionnelle aux nombres ci-après : Chambly, 0,85; Saint-Maur, 1,00; Saint-Michel, 1,09; Chambon, 1,47. Il semble que l'interprétation de ces différences doive être cherchée dans la structure géologique du Bassin Parisien. D'après les recherches théoriques de A. W. Lee ([3]), l'agitation est d'autant plus forte que l'épaisseur des terrains sédimentaires au-dessous de la station est plus grande. Or les forages profonds du Bassin de Paris ([4]) ont donné, pour la couche des sables verts du crétacé moyen à laquelle ils s'arrêtent généralement, les profondeurs suivantes : à Chambly 480^m (par interpolation entre les sondages de l'Isle Adam et d'Auteuil); à Vincennes 585^m; à Viry-Châtillon 670^m; à Sully-sur-Loire 330^m. Ces profondeurs se classent bien, pour les emplacements situés près de Paris ([5]), dans le même ordre que l'amplitude relative de l'agitation

([3]) *Monthly Notices of R. A. S. Geophys. Suppl.*, 3, II, mai 1932, p. 83.

([4]) P. Lemoine, R. Humery et R. Soyer, *Mém. Mus. Hist. Nat.*, nouv. série, 11, 1939, p. 1.

([5]) A Chambon la couche albienne des sables verts est plus proche de la surface qu'au centre du Bassin de Paris, mais il peut ne pas en être de même pour les couches sous-jacentes (crétacé inférieur et jurassique) car l'étage immédiatement superposé à l'albien, celui de la craie cénomanienne, présente une épaisseur de 117^m à Sully-sur-Loire, contre 77^m à Vincennes, alors que toutes les couches supérieures sont plus minces dans le premier sondage.

aux stations voisines, ce qui est qualitativement d'accord avec la théorie de A. W. Lee. Toutefois cette dernière donne, pour la composante verticale de l'agitation de période 2π secondes, une augmentation avec l'épaisseur des sédiments numériquement beaucoup plus faible que les variations du simple au double données par l'expérience. D'autres phénomènes physiques que l'action de stratifications horizontales illimitées doivent donc intervenir.

A cet égard il est assez remarquable que la décroissance d'amplitude de l'agitation du Sud au Nord corresponde à un éloignement de l'axe de l'anomalie magnétique du Bassin de Paris. Cette anomalie a été attribuée ([6]) à la remontée de matériaux basiques à la faveur des plissements hercyniens. Si les enregistrements de nouvelles stations viennent ultérieurement la confirmer, l'amplification de l'agitation au voisinage de cette crête basaltique serait analogue à l'action que les hauts fonds exercent sur la houle marine. Cette analogie s'ajoute aux relations étroites qui existent déjà entre la houle et l'agitation microséismique.

On doit encore retenir que l'amplitude verticale des ondes superficielles des séismes (ondes de Rayleigh) a varié en sens inverse de celle de l'agitation. La séparation bien tranchée des périodes des deux sortes d'ondes indique d'ailleurs qu'elles n'intéressent probablement pas les mêmes parties de l'écorce terrestre. Il n'est pas non plus surprenant que l'amplitude des ondes préliminaires ne paraisse pas affectée par la nature des couches d'âge géologique : se propageant par l'intérieur du globe, elles traversent ces dernières sous une incidence voisine de la normale et ne subissent donc leur influence que sur un trajet inférieur à leur longueur d'onde.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Processus de dédifférenciation dans le développement des racines adventives. Dédifférenciation des cellules non chlorophylliennes du liber.* Note ([1]) de M. **Roger Buvat**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Traitant du développement de racines sur les tiges de *Lycopersicum esculentum* Miller ([2]), nous avons précisé quelles sont les cellules remaniées et décrit la régression des éléments chlorophylliens. Nous étudierons maintenant l'évolution des cellules dépourvues de chloroplastes. Il s'agit de certaines cellules du parenchyme libérien, des cellules-compagnes des tubes criblés et des éléments de futurs tubes criblés non encore différenciés.

1° *La dédifférenciation des cellules non pigmentées du parenchyme libérien.* — Certaines files de cellules du liber sont composées de cellules à chondriome homogène, sans plastes différenciés, mais exclusivement constitué de mitochondries granuleuses et de courts bâtonnets. Dès les premières mitoses, les

---

([6]) J.-P. Rothé, *Thèse* et *Ann. Inst. Phys. Globe Paris*, **15**, 1936, p. 88.

([1]) Séance du 20 mars 1943.

([2]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, pp. 473 et 515.

chondriosomes se vésiculisent *réversiblement* comme dans les cellules péricycliques. Une région incolore apparaît au centre de beaucoup d'entre eux, puis se résorbe, et le chondriome reprend son aspect primitif. Ce fait traduit seul une première phase de dédifférenciation très réduite. La seconde phase, identique à celle des autres cellules du parenchyme libérien, est caractérisée par l'enrichissement du noyau en chromatine, son déplacement vers le centre de la cellule et le morcellement de la vacuole en éléments plus ou moins nombreux, selon l'abondance du cytoplasme.

2° *La dédifférenciation des futurs tubes criblés et des cellules-compagnes.* — Les tubes criblés différenciés restent passifs, puis dégénèrent lors de la formation des ébauches, mais les éléments très jeunes et les cellules-compagnes prolifèrent et deviennent méristématiques. Ces cellules ont souvent un appareil vacuolaire divisé en vacuoles sphériques plus ou moins volumineuses; leur chondriome, très particulier, est exclusivement constitué de mitochrondries granuleuses de forte taille, qui paraissent sur le point de se vésiculiser (*fig.* 1).

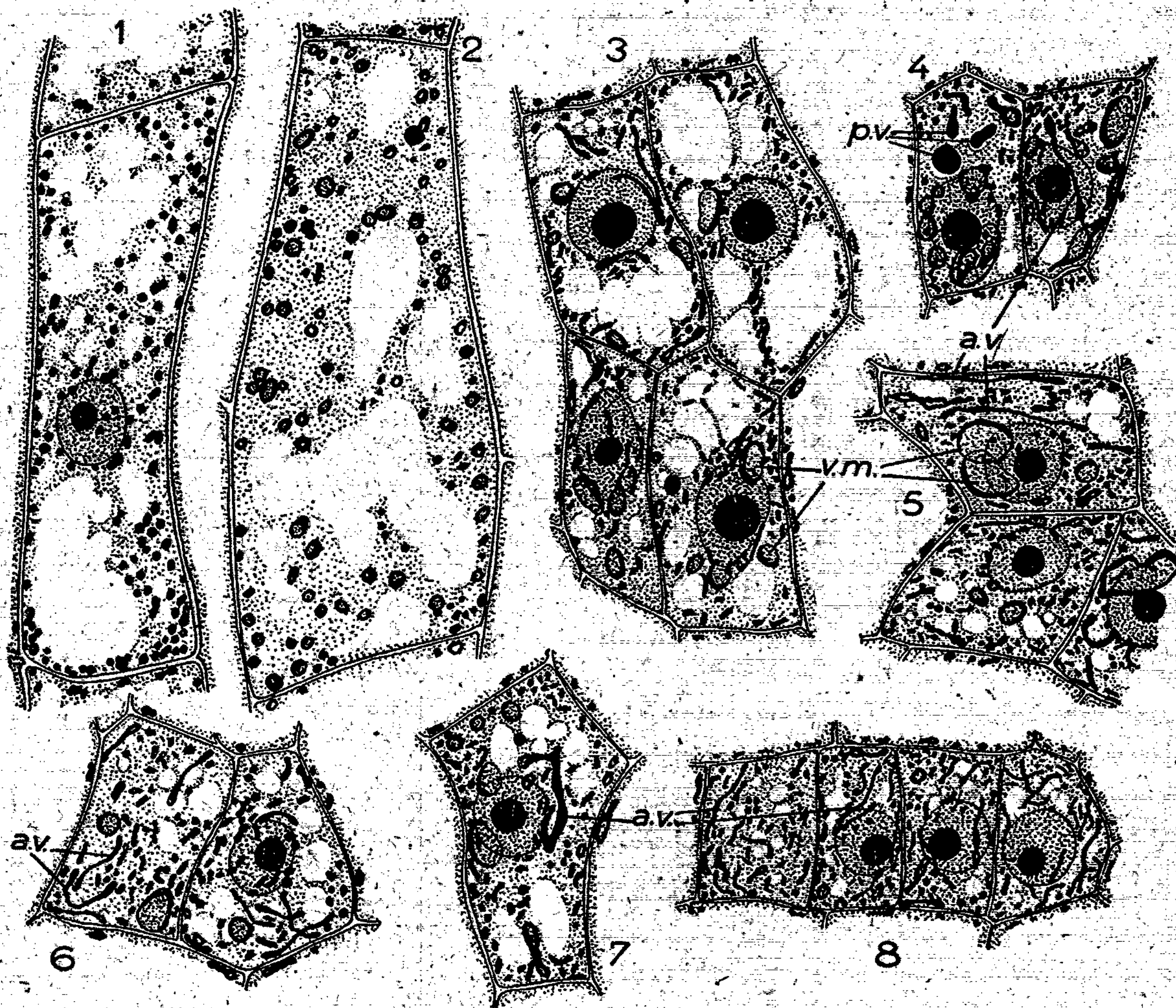


Fig. 1 : « *Cellule-compagne* » du liber normal. — Fig. 2 : Début de vésiculation des chondriosomes d'une « *cellule-compagne* ». — Fig. 3 : Segmentation des cellules-compagnes; accentuation de la vésiculisation de certains chondriosomes (*v. m.*). — Fig. 4 et 5 : Stades plus avancés : réduction des vacuoles, formation de précipités intravacuolaires (*p. v.*), début de régression des vésicules mitochondriales (*a. v.*). — Fig. 6 et 7 : Régression des vésicules mitochondriales. — Fig. 8 : Cellules méristématiques néoformées, où l'on reconnaît encore d'anciennes vésicules mitochondriales (*a. v.*).

Effectivement, la première phase de leur remaniement est caractérisée par une vésiculisation considérable de beaucoup de chondriosomes (*fig.* 2 et 3 *v. m.*),

leur substance colorable se distend et se déforme autour d'une inclusion chromophobe, dont nous n'avons pu préciser la nature, mais qui n'est certainement pas de l'amidon.

Au cours d'une seconde phase, on assiste à la régression des vésicules mitochondriales, qui se transforment peu à peu en longs chondriocontes épais (*fig.* 4 à 8 : *a. v.*). Ces derniers se segmentent et s'amincissent ensuite; ils se confondent finalement avec les chondriosomes qui n'ont pas subi de vésiculisation et l'ensemble se disperse en éléments nombreux et ténus (*fig.* 4 à 8).

Simultanément, le cytoplasme devient de plus en plus abondant et le volume des vacuoles se réduit peu à peu. Leur contenu forme dans les préparations des précipités colorables, en nombre croissant (*fig.* 4 à 8, *pv*). Le noyau, plus chromatique, prend une position centrale.

Les petites cellules ainsi constituées (*fig.* 8), avec leur noyau central, leur cytoplasme dense renfermant de petites vacuoles et de nombreux chondriosomes très fins, présentent les caractères de cellules méristématiques primaires. Elles sont agencées en cordons et contribueront à l'édification des raccordements conducteurs entre la tige et l'ébauche de racine adventive.

Ainsi, malgré les particularités dues aux différences de structure des cellules primitives, nous retrouvons, lors de la dédifférenciation des cellules non chlorophylliennes du liber, les deux phases que nous avons signalées à propos des cellules chlorophylliennes ([2]); mais la première, entraînant le retour à l'état méristématique secondaire, est écourtée par suite de l'absence de plastes différenciés, et l'essentiel de l'évolution correspond à la *seconde phase de dédifférenciation*, au cours de laquelle les cellules *passent de l'état cambial à l'état méristématique primaire*.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la composition des fruits de* Parinarium macrophyllum *Sabine*. Note de MM. **Antonio Sosa** et **Victor Plouvier**, présentée par M. Auguste Chevalier.

L'amande de *Parinarium macrophyllum* Sab. (= *P. senegalense* Perr. ex. DC.) contient une huile semi-siccative dont les propriétés voisines de celles de l'huile de bois (*Aleurites*) ont été étudiées en grande partie par Steger et van Loon ([1]). Nous apportons ici quelques données complémentaires sur la composition du fruit et de la graine, relatives notamment aux glucides, protides et diastases.

Le matériel que nous a procuré M. Aug. Chevalier provient du Sénégal et nous a été transmis en mai 1942. Les fruits sont d'abord privés de leur pulpe sèche, les coques très dures sont coupées à l'aide du coupe racines; chacune des deux loges est tapissée d'un feutrage épais brun d'aspect cotonneux (poils

---

([1]) *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 53, 1934, p. 197.

endocarpiques) et contient une graine; parfois l'une des amandes étant avortée, la cavité correspondante est remplie de ces poils.

Le poids moyen d'un fruit est de 26g (limites 6 à 67g), celui d'une amande est d'environ 1g. Relativement au poids total du fruit on a (%): 54,5 de pulpe, 4,6 d'amande, 0,6 de poils et 40 de coque.

La pulpe séchée spontanément à l'air (13,9 % d'eau) renferme 0g,32 de sucre réducteur (S. R.) libre, les coques 0g,20 (et des traces de saccharose), les poils 0g,38, l'amande 0g,23 et il se forme 1g,02 de S. R. sous l'action de l'invertine, l'indice de réduction enzymolitique trouvé correspondant à la présence de saccharose (méthode de Bourquelot).

Les poils endocarpiques contiennent (%) 4,2 d'eau et 13 d'extrait éthéré correspondant aux lipides. Le tourteau déshuilé (77 %) a une teneur en azote de 1,32 % (N insoluble dans l'acide trichloracétique = 82,6 % de l'azote total, ce qui correspond à une richesse de 6g,8 de protides % de tourteau); la teneur en phosphore est de 0,21, en cendres de 2,84. On a pu isoler de ce tourteau une petite quantité d'une protéine (réactions semblables à celles obtenues pour l'amande).

L'amande contient (%) 3,81 d'eau et 63 d'extrait éthéré (huile). Le tourteau déshuilé, représentant un tiers du poids, a une teneur en azote de 9,14 %. Ce tourteau est plus riche en phosphore (1,42) et en cendres (7,4) que celui des poils. Nous avons isolé du tourteau d'amande une protéine : N 15,7; S 2,5 %. La réaction xanthoprotéique correspondant à la présence de noyaux aromatiques (phénylalanine, tyrosine, tryptophane) est positive ainsi que la réaction furfurique de Liebermann et celle du soufre labile. Étant donné que l'N protéidique constitue les 95 % de l'azote total du tourteau et en tenant compte du facteur 6,37 déduit de la teneur en azote de la protéine purifiée, il résulte que ce tourteau, contrairement à certaines indications anciennes, est aussi riche en matières protéiques (55,2 %) que par exemple celui de l'arachide (50-55 %).

Le tourteau d'amandes délipidé traité par l'alcool donne, après évaporation de ce solvant, un extrait deux fois environ plus abondant que dans les poils (4,6 contre 2 %). Cet extrait, en présence d'une petite quantité d'eau, laisse déposer une substance solide de saveur amère. Par ailleurs on n'a pu déceler dans l'amande des quantités appréciables d'amidon.

Quant à la vitamine C, il n'en existe que des traces dans les poils et dans l'amande à l'état sec ([2]). L'acide cyanhydrique, bien que fréquent dans beaucoup de graines de Rosacées ([3]), n'existe pas dans celle de *Parinarium*.

Nous avons mis d'autre part en évidence un certain nombre de diastases. En

([2]) Technique : Sosa, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 706; Sosa et Sosa-Bourdouil, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 25, 1943, p. 146.

([3]) Plouvier, *Thèse Fac. sc.*, Paris, 1941.

ce qui concerne les glucidases nous avons employé pour ces essais, le matériel délipidé par l'éther à froid, la présence de l'huile gênant considérablement l'activité de ces enzymes; cette activité est mesurée au bout de 2 jours, et, pour certains essais, de 11 jours de contact à 30° d'une solution à 1 % de glucide avec la poudre. Le sucre réducteur formé est dosé par la méthode de G. Bertrand et exprimé en milligrammes de glucose. On a ainsi obtenu les résultats suivants relatifs à l'action de 1^g de poudre fermentaire sur 100^{cm^3} de solution glucidique :

	Amande, au bout de		Poils endocarpiques
	2 jours.	11 jours.	(2 jours).
Saccharose	124	571	270
Maltose	10	146	0
Lactose	0	43	0
Tréhalose	438	–	229
Amidon	407	616	25
Lichénine	48	–	197
Salicoside	194	411	0

On peut donc conclure à la présence de saccharase (invertine), maltase, tréhalase, amylase, lichénase et salicase (β-glucosidase) dans l'amande. Les poils contiennent une saccharase et une lichénase plus active que l'amande, par contre la tréhalase et surtout l'amylase y sont beaucoup moins actives; la présence de β-glucosidase, de maltase et de lactase y est douteuse ou nulle. La pectase est absente dans les deux parties examinées.

D'autre part on a mesuré l'activité estérasique. Elle est nulle pour l'amande entière ou déshuilée; par contre elle est notable dans les poils où 210^{mg} d'acide butyrique sont libérés par 1^g de poudre fermentaire agissant sur le butyrate de méthyle, après 6 jours de contact à 30°.

Enfin il existe dans l'amande une peroxydase (coloration bleue intense en présence de teinture de gaïac et d'eau oxygénée); il n'y a pas de réaction avec la teinture de gaïac seule, donc pas d'oxydase directe; d'autre part l'acide ascorbique n'est pas sensiblement oxydé après 15 minutes de contact.

En résumé, à côté de l'huile de l'amande, qui a fait l'objet de recherches antérieures en vue d'applications industrielles, il existe, dans le *Parinarium* de petites quantités de sucre, une protéine abondante dans l'amande et un certain nombre de diastases, qui peuvent avoir un intérêt alimentaire.

PHARMACODYNAMIE. — *Toxicité des éthers de thymol.* Note de MM. FERNAND CAUJOLLE, CLAUDE FRANCK et LOUIS GIRARD, présentée par M. Marc Tiffeneau.

En vue d'étudier les propriétés pharmacodynamiques des éthers du thymol, nous avons préparé à l'état pur une série d'éthers oxydes mixtes du thymol $(CH^3)_1(C^3H^7)_4C^6H^3OR_5$, dans lesquels R est l'un des radicaux suivants :

méthyle, éthyle, propyle, isopropyle, butyle, isobutyle, isoamyle et benzyle.

A l'exception des dérivés méthylique et éthylique, nous avons préparé tous ces éthers par condensation au bain-marie du thymolate de sodium dissous dans l'alcool à 95° avec le chlorure ou le bromure d'alcoyle correspondant. La réaction est assez lente et les rendements varient de 16,5 à 86 % de la théorie suivant les éthers-oxydes. Il est vraisemblable que la vitesse aurait été plus grande et les rendements meilleurs, si nous avions pu utiliser les iodures à la place des chlorures ou des bromures. Le produit brut de la condensation, privé par distillation de l'alcool et de l'excès d'halogénure d'alcoyle, est repris par de l'eau et de l'éther de pétrole. Après décantation la couche éthérée est soigneusement lavée à la soude aqueuse à 5 %, puis à l'eau pour éliminer les dernières traces de thymolate de sodium n'ayant pas réagi. L'éther de pétrole est chassé par distillation à la pression atmosphérique et le résidu est fractionné sous vide (6 à 12^{mm}). En dehors du produit principal, on ne recueille que des quantités insignifiantes de têtes et de queues.

Les dérivés méthylique et éthylique ont été préparés d'une façon presque analogue, mais en opérant en milieu aqueux et en utilisant les sulfates neutres de méthyle et d'éthyle à la place des halogénures.

Tous ces éthers à l'exception de l'oxyde mixte de thymyle et d'isobutyle avaient été déjà obtenus par divers auteurs, mais en général par des procédés différents du nôtre.

En dehors des deux premiers termes, les éthers du thymol sont peu connus; nous donnons dans le tableau ci-dessous quelques constantes des produits très purs que nous avons préparés :

Éther	Point d'ébullition.	D à 15°.	n_D à 20°.	Solubilité dans l'alcool à 95°; solubles dans
propylique.........	104°,5-106°/ 7^{mm}	0,9178	1,4961	55 vol. à 17°,3
isopropylique........	99 -100/ 7	0,9110	1,4927	25 17,2
butylique..........	126 -128/10	0.9116	1,4938	128 17,5
isobutylique........	122 -126/11-12^{mm}	0,9138	1,4943	11 17,2
isoamylique.........	122 -127/6,5-7	0,9068	1,4920	159 17
benzylique..........	169 -170/7^{mm}	1,0133	1,5556	238 17,8

La toxicité de ces corps a été étudiée chez le chien anesthésié au chloralose par la méthode de perfusion intraveineuse lente, continue, poursuivie jusqu'à la mort, constatée par l'arrêt des battements cardiaques et enregistrée graphiquement; la durée des perfusions a toujours été comprise entre 25 et 30 minutes.

Nous avons déterminé dans ces conditions la dose léthale du thymol, utilisé en solution à 1^g pour 10^{cm^3} dans l'huile d'Olives, comme avaient fait Busquet et Vischniac [1], et des éthers oxydes de thymol, utilisés en nature.

---

[1] *C. R. Soc. Biol.*, **83**, 1920, p. 1149.

Le tableau ci-dessous indique les valeurs moyennes de six expériences réalisées pour chaque corps, ainsi que les valeurs les plus basses et les plus élevées (doses limites).

	Dose léthale (en g/kg) moyenne.	limites.		Dose léthale (en g/kg) moyenne.	limites.
Thymol [2]........	0,15	0,12–0,17	–	–	–
Méthylthymol......	1,85	1,46–2,31	–	–	–
Éthylthymol........	1,13	0,97–1,39	–	–	–
Propylthymol......	1,92	1,54–2,09	Isopropylthymol...	0,55	0,39–0,75
Butylthymol.......	1,65	1,14–2,10	Isobutylthymol....	1,27	0,90–1,95
–			Isoamylthymol.....	0,30	0,23–0,29
Benzylthymol......	1,80	1,39–2,53	–		

Ces résultats précisent ceux de Busquet et Vischniac relatifs aux deux premiers éthers-oxydes; ils soulignent combien l'éthérification diminue considérablement la toxicité du thymol. En outre il est intéressant de noter l'influence de la ramification de la chaîne grasse sur la toxicité de l'éther : les dérivés normaux sont les moins toxiques.

HISTOPATHOLOGIE. — *Altérations nucléaires et cytoplasmiques observées dans les cellules épithéliales des glandes sous-maxillaires du Mulot* (Apodemus sylvaticus *L.*). Note [1] de M. **Albert Raynaud** et M[me] **Jeanne Raynaud**, présentée par M. Maurice Caullery.

L'étude histologique des glandes sous-maxillaires de 53 mulots, provenant de captures effectuées à Vabre (Tarn), nous a permis de mettre en évidence dans ces glandes des lésions cellulaires fréquentes et de types variés : deux groupes principaux d'altérations peuvent être distingués :

1. *Lésions unicellulaires.* — Elles s'observent surtout dans les cellules des acini séreux, rarement dans les canaux collecteurs; les cellules altérées sont hypertrophiées (elles atteignent souvent 30^{μ} de diamètre et leur noyau 10 à 15^{μ}); leur cytoplasme a perdu sa structure aréolaire; il est homogène et se colore d'une façon uniforme. Le noyau contient toujours une masse centrale, fortement éosinophile, entourée par un espace clair, qui s'étend jusqu'à la membrane nucléaire; la chromatine colorable est rare : seules, quelques travées sont identifiables au voisinage de la membrane [2]; enfin, le cytoplasme de la plupart

(2) Nous avons déterminé, dans les mêmes conditions, la toxicité du carvacrol dont la dose léthale se trouve être 0,31 (0,18-0,49). Le simple déplacement de l'oxhydrile phénolique de 3 en 2 abaisse donc d'une manière notable la toxicité de la molécule : le carvacrol est deux fois moins toxique que le thymol.

(1) Séance du 20 mars 1944.

(2) Certaines de ces cellules anormales contiennent 2, 3 ou 4 noyaux; tous ces noyaux ont alors la même morphologie; chacun d'eux renferme une grosse masse éosinophile centrale.

de ces cellules contient de nombreuses inclusions, se présentant sous forme de sphérules de 2 à 6µ de diamètre.

Les affinités tinctoriales des divers constituants de ces cellules ont été examinées : la masse intranucléaire centrale se colore en rouge vif par la fuschine du Mallory, en bleu violacé par le Mann, en rose grenat par l'éosine; la réaction nucléaire de Feulgen est positive à son niveau, quoique moins intense que celle de la chromatine des noyaux normaux; sa teneur en acide thymonucléique est donc moindre que celle de la chromatine normale. Il se peut que cette masse intranucléaire représente une partie du matériel chromatinien nucléaire altéré, ayant subi une transformation chimique. Les inclusions sphérulaires observées dans le cytoplasme ne sont pas dissoutes par un séjour (de 24 à 72 heures) dans le Bouin ou le Zenker-formol-acide acétique, ni dans l'alcool éthylique et le toluène (après la fixation); elles ne se colorent pas par le réactif de Schiff sans hydrolyse préalable; après hydrolyse, la réaction de Feulgen leur donne une coloration rose violacée; elles contiennent donc de l'acide thymonucléique; l'agent qui a provoqué la lésion cellulaire semble avoir ainsi déterminé une altération nucléaire profonde, entraînant le passage, dans le cytoplasme, d'une partie des nucléines du noyau.

Ces lésions unicellulaires ont été observées chez 26 (17 ♂ et 9 ♀) des 53 mulots étudiés; elles sont rares chez les jeunes (1 cas sur 10) et présentes chez plus de la moitié des adultes. Ces lésions sont localisées aux glandes salivaires; nous ne les avons rencontrées dans aucun des autres organes que nous avons examinés (foie, rate, pancréas, intestin, rein, testicules).

La nature de ces lésions n'a pas été déterminée; mais elles sont morphologiquement comparables à celles qui ont déjà été maintes fois décrites, dans les glandes salivaires de l'Homme et de quelques Rongeurs, sous la dénomination d'*inclusions nucléaires*; de nombreux auteurs ont montré que ces dernières étaient transmissibles et ont attribué leur apparition à l'action d'un virus filtrable (²); il est possible que ces lésions du Mulot soient également provoquées par un virus.

2. *Lésions pluricellulaires.* — Elles se présentent sous forme de plages de volumineuses cellules contiguës, dispersées au sein de la glande acineuse normale; le diamètre de ces cellules atteint fréquemment 50µ et celui de leur noyau 15 à 25µ. Leur cytoplasme est homogène, très finement granuleux; dans quelques cas, il présente un aspect hyalin, paraissant indiquer un début de dégénérescence. Le noyau contient, en son centre, un bloc fortement coloré, d'où partent quelques fines travées chromatiniennes; mais la presque totalité de la chromatine est répartie à la périphérie du noyau, où elle se dispose sous forme de minces filaments parallèles, allongés en direction radiale.

Dans le suc nucléaire existent de petits corpuscules éosinophiles, à forme souvent cristalline; ces éléments ne présentent pas la réaction nucléale de Feulgen. Les cellules hyper-

(²) L. JACKSON, *J. infect. dis.*, 26, 1920, p. 347; R. COLE et A. G. KUTTNER, *J. exp. Med.*, 44, 1926, p. 855; A. G. KUTTNER, *J. exp. Med.*, 46, 1927, p. 935; J. M. THOMPSON, *J. infect. dis.*, 50, 1932, p. 162 et 58, 1936, p. 59; E. J. RECTOR et L. E. RECTOR, *Am. J. Pathol.*, 10, 1934, p. 629; S. FARBER et B. S. WOLBACH, *Am. J. Pathol.*, 3, 1932, p. 123; A. G. KUTTNER et SHAO-HSUN-WANG, *J. exp. Med.*, 60, 1934, p. 773.

trophiées, qui constituent ces lésions, paraissent dériver des cellules épithéliales de la glande acineuse et l'altération semble s'étendre progressivement aux cellules voisines (des cellules acineuses normales sont fréquemment englobées au sein de ces plages). Il existe toujours, dans ces lésions, des capillaires fortement dilatés. Il n'y a, autour ou à l'intérieur des plages, ni bactéries, ni infiltration leucocytaire. Les dimensions des plages varient entre 60 et 500$^{\mu}$.

Ces lésions sont strictement localisées aux glandes sous-maxillaires. Elles sont présentes chez 7 des 63 Mulots étudiés; ces 7 animaux sont des adultes et comprennent 6 ♂ et 1 ♀. L'étude histologique indique que ces lésions pluricellulaires ne dérivent vraisemblablement pas des altérations unicellulaires décrites ci-dessus; leur origine et leur nature n'ont pu être établies; il se peut que ces lésions soient également provoquées par un virus.

En outre, chez un Mulot mâle capturé en décembre 1938, la glande acineuse de la sous-maxillaire est entrée en prolifération intense : en tous les points de la glande, on observe des karyokinèses, dont certaines paraissent normales, d'autres atypiques; l'origine de cette multiplication cellulaire n'a pu être déterminée.

Des recherches expérimentales sont en cours, pour étudier si les lésions que nous venons de décrire sont transmissibles, et essayer de déterminer si elles sont dues ou non à l'action d'un virus.

La séance est levée à 16^{h}.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages présentés pendant les séances de février 1944.

Bibliothèque d'éducation par la science publiée sous la direction de M. Émile Borel. *Les éléments de la chimie*, par Georges Champetier. Paris, Albin Michel, 1943; 1 vol. 19cm, 5.

Le Chanoine Henri Colin (1880-1943). *Compte rendu de la séance académique* consacrée à sa mémoire le 28 juillet 1943 au Palais des Académies à Bruxelles et organisée par l'Institut belge pour l'amélioration de la betterave, la Société technique et chimique de sucrerie de Belgique et la Raffinerie tirlemontoise, sous la présidence de M. Lucien Beauduin. Renaix, Imprimerie Leherte-Delcour, 1943; 1 fasc. 26cm.

Que sais-je? *Le café*, par Auguste Chevalier. Paris, Presses universitaires de France, 1944; 1 vol. 17cm,5.

L'alimentation en période de rationnement. Que manger? Édité par le Ministère de l'Agriculture et du Ravitaillement avec la collaboration des Services techniques de la propagande. Paris, Bureau central des Recherches, s. d.; 1 fasc. 24cm.

Savoir en histoire naturelle. Vol. XIII. *Formulaire technique du géologue. Ce qu'il faut savoir sur l'Enseignement, l'Observation sur le terrain, la Récolte, l'Étude et la Conservation des Roches et des Fossiles*. par Raymond Furon. Paris, Paul Lechevalier, 1943; 1 vol. 19cm (présenté par M. A. Chevalier).

Savoir en histoire naturelle. Vol. XIV. *Ce qu'il faut savoir sur la vie de l'Insecte. Physiologie et Biologie*, par Rémy Chauvin. Paris, Paul Lechevalier, 1943; 1 vol. 19cm (présenté par M. A. Chevalier).

Savoir en histoire naturelle. Vol. XV. *Ce qu'il faut savoir des Vers à soie. Leur élevage*, par Gaston Portevin. Paris, Paul Lechevalier, 1943; 1 vol. 19cm (présenté par M. A. Chevalier).

Annuaire pour l'an 1944, publié par le Bureau des Longitudes. Paris, Gauthier-Villars, 1944; 1 vol. 19cm (présenté par M. Fabry).

Ouvrages reçus pendant les séances de mars 1944.

De la Mécanique ondulatoire à la théorie du noyau. Tome I, par Louis de Broglie. Paris, Hermann et Cie, 1943; 1 vol. 25cm.

Critique et géologie. Contribution à l'histoire des sciences de la Terre (1882-1942). Tome premier, par Emmanuel de Margerie. Paris, Librairie Armand Colin, 1943; 1 vol. 28cm,5.

Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de France. Tome 66. Deuxième série. Paris, Gauthier-Villars, 1943; 1 vol. 28cm,5.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 3 AVRIL 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie le décès de M. **Mathieu Leclerc du Sablon**, Correspondant pour la Section de Botanique, survenu à Vénéjan, Gard, le 18 mars 1944.

M. le **Président** annonce à l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de Pâques la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 12 avril au lieu du lundi 10.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Robert Potier et Jacques Laplume. *Le calcul symbolique et quelques applications à la Physique et à l'Électricité.*

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les groupes abéliens localement compacts* (1). Note de MM. **Jean Braconnier** et **Jean Dieudonné**, présentée par M. Élie Cartan.

1. Soit (G_α) une famille de groupes topologiques et, pour chaque α, soit H_α un sous-groupe *ouvert* de G_α. Sur l'ensemble produit $G = \prod_\alpha G_\alpha$, on définit une structure de groupe topologique en prenant la structure de groupe produit de celles des G_α, et comme voisinages de l'élément neutre ceux de l'élément neutre dans le groupe topologique H produit (au sens topologique) des H_α. Le groupe topologique G ainsi défini sera dit le *produit local* des G_α (relativement

---

(1) Nous utilisons la terminologie et les notations des *Éléments* de N. Bourbaki (*Actual. Scient. et Ind.*, 846, 858, 916 et 934). Voir aussi une Note récente de l'un de nous (J. Braconnier, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 304).

aux H_α). Il induit sur chacun des G_α sa topologie initiale; si les H_α sont compacts (donc les G_α localement compacts), G est *localement compact.* Il y aura lieu de considérer dans G divers sous-groupes, notamment le sous-groupe S, formé des $x=(x_\alpha)$ tels que $x_\alpha \in H_\alpha$, sauf pour un nombre *fini* d'indices; lorsque les G_α sont notés additivement, nous dirons que S est la *somme directe des* G_α *modulo les* H_α; c'est un sous-groupe ouvert de G; il se réduit à la somme directe au sens ordinaire lorsque les G_α sont *discrets*, les H_α réduits à l'élément neutre; il se réduit au produit (topologique) des G_α lorsque ceux-ci sont *compacts*, et $H_\alpha = G_\alpha$.

2. Nous nous occupons, dans ce qui suit, des groupes abéliens localement compacts G qui ont la propriété d'être *totalement discontinus ainsi que leur dual* (2). Ils s'introduisent de la façon suivante : si A est un groupe abélien localement compact ayant un sous-groupe ouvert compact (3), K la composante connexe de l'élément neutre dans A, K′ le *conjugué* (4) dans A de la compo-sante connexe de l'élément neutre dans le dual $\hat{A}$, A/K′ est un groupe discret dont tous les éléments sont d'ordre infini, K′/K un groupe totalement discontinu ainsi que son dual.

Dans un tel groupe G, pour chaque nombre premier p il existe un *plus grand sous-groupe primaire* (5) G_p de G (éventuellement réduit à l'élément neutre), que nous appellerons la *composante primaire* de G pour le nombre premier p; G_p est localement compact.

THÉORÈME. — *Le groupe* G *est somme directe des* G_p (non réduits à l'élément neutre) *module des sous-groupes ouverts compacts* H_p *des* G_p.

Une fois donnés les H_p, la structure de G est donc entièrement déterminée par celle des G_p; mais, pour des G_p donnés, les H_p peuvent être choisis d'une infinité de manières, et à des choix distincts des H_p correspondent des groupes G essentiellement différents (tant pour la structure de groupe que pour la topologie).

3. La notion de produit local permet aussi de préciser la structure d'un *groupe localement compact primaire* G (associé à un nombre premier p) dans certains cas. Supposons d'abord que *tous* les éléments de G soient d'ordre *infini.* Pour un ensemble A de puissance quelconque, désignons par Q_A le produit local d'une famille $(G_\alpha)_{\alpha\in A}$, où, pour tout α, G_α est le groupe additif $\mathbf{Q}_p$ des nombres p-adiques, le sous-groupe H_α correspondant étant le sous-groupe $\mathbf{Z}_p$

(2) Pour un exposé de la théorie de la dualité dans les groupes abéliens localement compacts, voir A. WEIL, *Actual. Scient. et Ind.*, **869**.

(3) On peut se borner à considérer ceux-là, tout autre groupe abélien localement compact étant produit d'un groupe de cette nature et d'un groupe $\mathbf{R}^n$ (A. WEIL, *loc. cit.*, p. 110).

(4) C'est-à-dire le groupe des caractères sur $\hat{A}$ qui s'annulent dans la composante connexe de l'élément neutre de ce groupe (cf. A. WEIL, *loc. cit.*, pp. 109-111).

(5) Pour la définition des groupes primaires, voir J. BRACONNIER, *loc. cit.*

des entiers p-adiques : soient H_A le produit des H_α, K_A le sous-groupe de Q_A contenant H_A, dont l'image canonique dans le quotient Q_A/H_A est formée des éléments d'ordre fini de ce groupe discret. Alors G *est isomorphe à un sous-groupe de* K_A *contenant* H_A (pour un A convenable, dépendant de G).

Supposons ensuite que *tous* les éléments de G soient d'ordre *fini*. Désignons par E un produit local d'une famille $(G_\alpha)_{\alpha\in A}$, où, pour tout α, G_α est le groupe discret $\mathbf{Q}_p/\mathbf{Z}_p$, et H_α le sous-groupe (unique) d'ordre p^{n_α} de G_α, les n_α étant *bornés* lorsque α parcourt A, mais par ailleurs arbitraires. Soient H le produit des H_α, F le sous-groupe de E, contenant H, et dont l'image canonique dans E/H est formée des éléments d'ordre fini de ce groupe. Alors G *est isomorphe à un sous-groupe, contenant* H, *du produit de* F *et d'un groupe discret.*

Il ne semble guère possible d'améliorer ces résultats, car on peut aisément former des exemples où tous les éléments de G sont d'ordre $\leqq p^2$, mais où le sous-groupe des éléments de hauteur p dans G (c'est-à-dire l'image de G par l'application $x \rightarrow px$) *n'est pas fermé* dans G.

Les démonstrations des propriétés énoncées dans cette Note seront publiées dans un autre Recueil.

ASTRONOMIE STELLAIRE. — *La théorie du spectre continu des étoiles dans le cas où le coefficient d'absorption est variable.* Note de M. **Daniel Barbier**, présentée par M. Ernest Esclangon.

La détermination théorique du spectre continu d'une étoile s'effectue, comme on le sait, en deux étapes : *a*, on calcule la température régnant aux différentes profondeurs dans l'atmosphère stellaire; *b*, on fait la somme des rayonnements qui nous parviennent des diverses profondeurs après absorption par les couches plus superficielles.

Au cours de la phase *a* du calcul, il est classique de remplacer le coefficient d'absorption vrai, variant avec la longueur d'onde, par un coefficient moyen choisi au mieux et appelé *moyenne de Rosseland* ou encore *coefficient d'opacité*. La comparaison des spectres continus calculés et observés montre des désaccords systématiques un peu plus grands que les erreurs d'observation. Il était par suite intéressant de reprendre le calcul en rejetant l'emploi de la moyenne de Rosseland.

Unsöld [1], utilisant des calculs de Chandrasekhar [2] et de Hopf [3], trouva qu'il pouvait rendre compte de ses observations de τ Scorpii en admettant que le coefficient d'absorption avait une première valeur constante pour les λ inférieurs à la limite de la série de Lyman et une deuxième valeur constante pour les λ supérieurs. Ces deux valeurs étaient choisies assez arbitrairement. Les

(1) *Z. Astroph.*, **21**, 1942, p. 229.
(2) *Monthly Notices*, **96**, 1936, p. 21.
(3) *Monthly Notices*, **96**, 1936, p. 522.

calculs étaient conduits à l'approximation d'Eddington et avec une simplification due à Chandrasekhar.

J'ai étudié, avec les mêmes approximations, le cas où l'on adopte la variation vraie du coefficient d'absorption et où l'on tient compte de la diffusion par les électrons libres qui, *a priori*, ne doit pas se traiter comme une absorption vraie. On est amené à résoudre une équation intégrale linéaire à limites fixes. On peut satisfaire numériquement à cette équation par une solution de la forme convenant au problème où le coefficient d'absorption ne prendrait qu'un nombre fini de valeurs distinctes, mais cette schématisation de la variation du coefficient d'absorption n'est plus arbitraire comme dans le cas de Unsöld; elle est imposée par les données du problème.

Les calculs numériques ont été faits pour une étoile A0 et une étoile B0.

Pour l'étoile A0 on a admis une température effective de 10 080 K et que seul l'hydrogène neutre apporte une contribution au coefficient d'absorption. Pour l'étoile B0 on a adopté les données de Unsöld (¹).

Les résultats du calcul et les données de l'observation (⁴) sont donnés dans le tableau suivant :

	D. Balmer.	D. Paschen.	φ_R (ᵃ).	φ_B (ᵇ).	φ_{uv} (ᶜ).
Étoile A0					
Nouvelle solution	0,60	0,08	1,00	0,77	1,30
Solution « moyenne de Rosseland »	0,55	0,10	1,02	0,73	1,37
Observations de Kienle, Wempe, Beileke.			1,25	1,05	
» Barbier, Chalonge	0,47			1,00	1,39
Étoile B0					
Nouvelle solution	0,02	0,00	0,89	0,70	0,77
Observations de Kienle, Strassl, Wempe.			1,85	0,91	
» Barbier, Chalonge	0,04			0,74	0,78

(ᵃ) $1,54 < \frac{1}{\lambda} < 2,05$. (ᵇ) $2,05 < \frac{1}{\lambda} < 2,55$. (ᶜ) $2,70 < \frac{1}{\lambda} < 3,30$.

Les conclusions qu'on peut tirer de l'examen du tableau sont les suivantes :

1° Les températures de couleur sont les mêmes dans la nouvelle solution que dans la solution classique;

2° Les discontinuités sont plus grandes;

3° Pour l'étoile A0 il y a toujours désaccord entre le calcul et l'observation;

4° Pour l'étoile B0, les observateurs sont en désaccord. Il y a accord du calcul avec les observations de Barbier, Chalonge.

(⁴) Barbier et Chalonge, *Ann. Astroph.*, **4**, 1941, p. 30; Kienle, Wempe et Beileke, *Z. Astroph.*, **20**, 1940, p. 91; Kienle, Strassl et Wempe, *Z. Astroph.*, **16**, 1938, p. 201. Les nombres de ces auteurs se rapportent à une étoile B1, car ils n'ont observé aucune étoile caractéristique du type B0.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Variation de la répartition de l'énergie dans le spectre de δ Cephei.* Note de Mlle **Renée Canavaggia**, présentée par M. Ernest Esclangon.

J'ai étudié la répartition de l'énergie dans le spectre de δ Cephei (*m* vis. 3,6-4,3, P = 5,37 j) par rapport à l'étoile voisine ε Cephei (*m* vis 4,2), entre les longueurs d'onde 488 et $316^{m\mu}$. Les clichés ont été pris à l'Observatoire de Paris de septembre 1942 à novembre 1943, à l'aide du dispositif suivant : un spectrographe à optique de quartz (prisme de Cornu de 60° et objectif simple de 40^{cm} de distance focale moyenne) à objectif, incliné pour élargir les spectres par astigmatisme, est fixé à l'extrémité d'un petit télescope Cassegrain afocal à miroirs aluminiés de 25^{cm} d'ouverture. Au sortir du télescope le faisceau parallèle, qui n'a plus que 25^{mm} de diamètre, est capté entièrement par le prisme.

La méthode d'étalonnage est celle de Barbier et Chalonge (1).

J'ai étudié la variation du gradient relatif de δ Cephei par rapport à ε Cephei $\{-2,30\,[d\log_{10}(I\delta/I\varepsilon)/d(1/\lambda)]\}$ entre les longueurs d'onde 488 et $402^{m\mu}$ et celle de la discontinuité de Balmer. Au delà de la discontinuité, l'absorption devient trop forte chez δ Cephei, surtout au minimum, pour qu'on puisse étudier un gradient des courtes longueurs d'onde.

Une observation complète comprenait une pose courte (10 minutes) et une pose longue (de 30 à 50 minutes) sur chacune des deux étoiles, la mesure de la discontinuité ressortant généralement du rapprochement des poses longues et courtes. La variation du gradient est déterminée par 38 observations, tandis que 15 seulement ont été retenues pour déterminer celle de la discontinuité.

Variation du gradient. — Je trouve que le gradient de δ Cephei par rapport à ε Cephei, entre 488 et $402^{m\mu}$, varie de 0,40 au maximum d'éclat à 1,90 vers le minimum (P = 3,75 j). Ce gradient a été étudié récemment par W. Becker (2) qui trouve une variation de 0,40 à 1,18. Il y a donc accord au maximum et désaccord notable au minimum.

J'ai tracé les courbes de lumière monochromatiques pour les longueurs d'onde 478, 416 et $406^{m\mu}$. L'amplitude de variation exprimée en magnitude est de 1,30, 1,75 et 1,88, alors qu'elle n'est que de 1,00 et 1,25 pour les courbes 478 et $410^{m\mu}$ de W. Becker. L'amplitude des courbes de lumière entre 370 et $350^{m\mu}$ est sensiblement constante et voisine de 1,25.

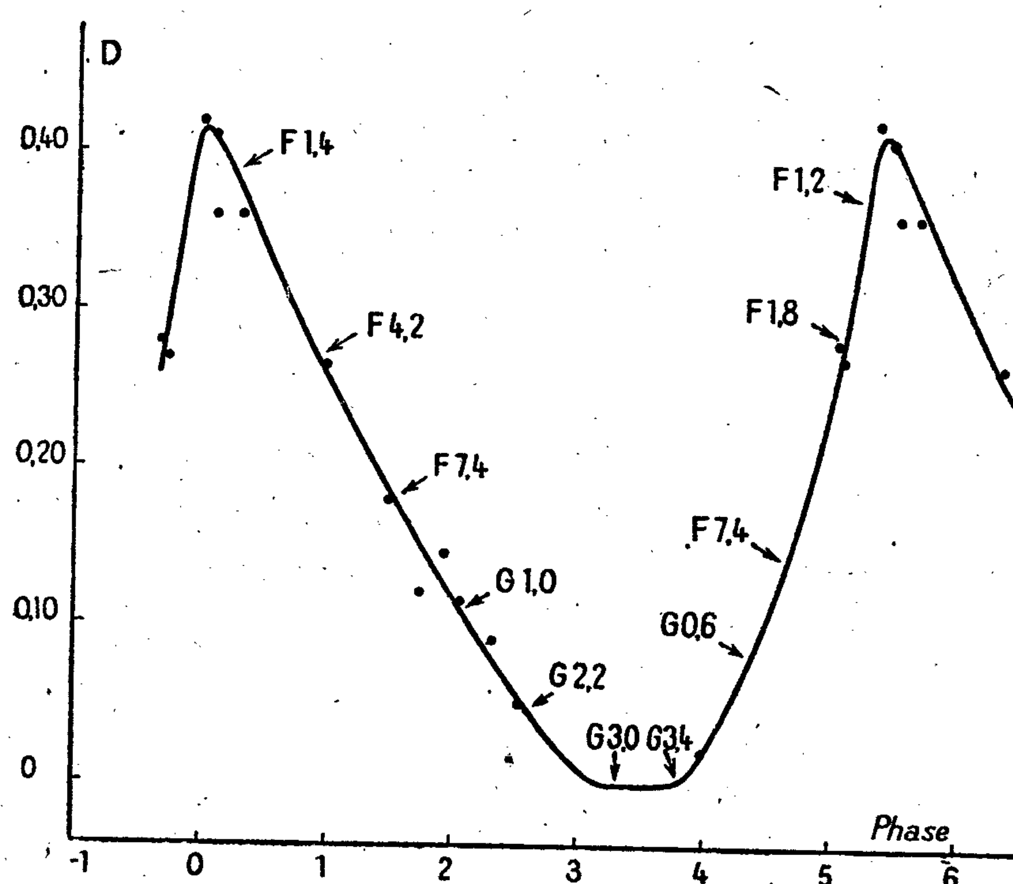
Variation de la discontinuité. — Cette variation est représentée par la figure. Il s'agit de la discontinuité absolue de δ Cephei, celle de ε Cephei ayant été trouvée égale à 0,30. La variation de la discontinuité n'a pas encore été étudiée chez les céphéides, mais on peut rapprocher le résultat actuel de ceux obtenus

(1) A. Arnulf, D. Barbier, D. Chalonge et H. Safir, *Ann. Astroph.*, **1**, 1938, p. 293.

(2) *Z. Astroph.*, **13**, 1937, p. 69.

par Barbier et Chalonge ([3]) pour la variation de la discontinuité avec le type spectral chez les supergéantes.

La variation du type spectral de δ Cephei a été étudiée principalement par Shapley ([4]), Krieger ([5]) et F. Becker ([6]). Pour être cohérente avec la variation trouvée pour la discontinuité, la variation spectrale doit faire correspondre à deux valeurs égales de la discontinuité des valeurs égales ou du moins très voisines du type spectral. Les spectres de Krieger ne satisfont pas à cette condition. Ceux de Shapley donnent des résultats beaucoup plus symétriques. Pour ceux de F. Becker, la symétrie est très acceptable. Ce sont ces spectres qui sont portés sur la figure.



La variation de la discontinuité avec le type spectral obtenue avec les spectres F. Becker et de Shapley est en bon accord avec la relation trouvée pour les supergéantes par Barbier et Chalonge.

Notons pour finir que, d'après D. Barbier et D. Chalonge ([7]), à une variation du type spectral de F4 à G6 (Shapley) et de F1 à G4 (F. Becker) correspond une variation moyenne du gradient de 1,20 et de 1,50 pour les géantes normales, la variation devant être plutôt supérieure pour les supergéantes. L'amplitude de 1,50 trouvée pour la variation du gradient de δ Cephei ne paraît donc pas excessive.

([3]) D. Barbier et D. Chalonge, *Ann. Astroph.*, 2, 1939, p. 1.
([4]) Shapley et Miss Walton, *Harv. Circ.*, 313, 1927.
([5]) *Astroph. J.*, 85, 1937, p. 304.
([6]) *Z. Astroph.*, 13, 1937, p. 313.
([7]) *Ann. Astroph.*, 4, 1941, p. 30.

ANALYSE DIMENSIONNELLE. — *Sur les dimensions de la température.* Note de M. **Jean Villey**, présentée par M. Charles Fabry.

On a l'habitude d'identifier la température avec un de ses repères thermométriques, qui n'est pas modifié par un changement de grandeur des unités fondamentales. Cela lui donne l'apparence d'une grandeur de dimension zéro. Ce malentendu subsiste lorsque l'on substitue, à la notion du repère thermométrique du thermomètre à gaz parfait, la définition de la température absolue thermodynamique t par le *rapport* des deux quantités de chaleur échangées avec l'extérieur par un fluide décrivant un cycle de Carnot.

Si, en se laissant abuser par cette apparence, on assimile, en analyse dimensionnelle, la température $\mathfrak{T}$ à une grandeur de dimension zéro, on arrive à des prévisions fausses, comme on le constate par exemple dans l'étude de la résistance aérodynamique F exercée par l'atmosphère sur un mobile en translation.

En effet, pour un mobile de forme et d'incidence données, les grandeurs qui interviennent dans F sont : la longueur caractéristique l qui le situe dans la famille des solides géométriquement semblables à lui, la vitesse V de la translation, et l'état de l'air défini par sa densité ρ et sa température $\mathfrak{T}$. Si l'on considère $\mathfrak{T}$ comme de dimension zéro, on cherchera une loi de la forme

$$F = f(\mathfrak{T}).l^x V^y \rho^z.$$

On est alors dans le cas III 1° envisagé dans une Note récente ([1]), et l'on obtient très facilement

$$F = f(\mathfrak{T}).l^2\rho.V^2, \tag{1}$$

c'est-à-dire la loi *fausse* de variation proportionnelle au carré de la vitesse, qui n'est qu'une approximation acceptable pour les vitesses moyennes.

On obtient au contraire la loi correcte prévue par Sarrau et Picard, et confirmée par Darrieus et Langevin ([2]) si, pour éviter toute hésitation relative aux dimensions de $\mathfrak{T}$, on définit l'état de l'air par sa densité ρ et sa pression p. On écrira alors

$$F = A\,l^x V^y \rho^z p^t,$$

et l'on se trouve ([1]) dans le cas IV, 1°; l'invariant $(V^2\rho)/p$ permet d'écrire

$$F = f\left(\frac{V^2\rho}{p}\right) l^{x'}\rho^{z'}p^{t'}$$

et le calcul aboutit facilement à

$$F = f\left(\frac{V^2\rho}{p}\right) l^2 p. \tag{2}$$

([1]) *Comptes rendus,* **218**, 1944, p. 443.

([2]) Cf. *Comptes rendus,* **208**, 1939, p. 628.

Le résultat faux obtenu en (1) manifeste donc qu'il est inadmissible d'attribuer à la grandeur physique $\mathfrak{T}$ la dimension zéro.

A cette grandeur physique il faut donner une définition qui, en ramenant sa mesure à des mesures de longueur, masse et temps, déterminera ses dimensions. Malgré la part de convention qu'elle comporte, la définition d'une unité dérivée ne peut pas conduire à des dimensions arbitraires, à cause des conditions diverses qu'elle doit respecter.

a. Nous gardons la règle que la mesure de la grandeur nouvelle doit être donnée par le produit de puissances positives, négatives ou nulles, de mesures de grandeurs antérieurement définies, c'est-à-dire finalement de mesures de longueurs, masses et temps.

b. Pour être rationnelle en soi la définition de la température $\mathfrak{T}$ doit la faire varier proportionnellement à son repère t de l'échelle absolue. Elle doit de plus se relier très directement à l'énergie cinétique moléculaire. Si l'on n'avait à tenir compte que des caractères propres de la grandeur elle-même, il apparaîtrait particulièrement rationnel de définir la température comme égale à l'énergie cinétique moyenne de translation d'une molécule, qui a l'avantage d'être la même pour les molécules de toutes espèces. Cette convention donnerait à $\mathfrak{T}$ les dimensions ML^2T^{-2} d'une énergie.

c. Mais une autre condition essentielle est d'aboutir à un système d'unités *cohérent*, c'est-à-dire capable de formuler les lois physiques sous forme invariante. La loi d'état des gaz parfaits, observée expérimentalement, est $p/(\rho t) = \text{const.}$; puisque la *mesure* $\mathfrak{T}$ de la température doit être proportionnelle à son *repère thermométrique t*, on devra donc écrire $p/(\rho\mathfrak{T}) = \text{const.}$ Pour l'énergie interne, la loi expérimentale $U = mct$ conduit à $U/(m\mathfrak{T}) = \text{const.}$ Pour la célérité du son W, proportionnelle à $\sqrt{t}$ et indépendante de la pression, on aboutit à $(W^2/\mathfrak{T}) = \text{const.}$ Si l'on ne veut pas introduire des *grandeurs physiques* nouvelles, dans les seconds nombres où tout le monde s'accorde pour voir de simples *caractéristiques spécifiques*, on devra considérer la température $\mathfrak{T}$ comme ayant les dimensions du carré d'une vitesse.

Avec ces dimensions $[\mathfrak{T}] \equiv L^2T^{-2}$, l'analyse dimensionnelle prévoit la loi correcte de la résistance aérodynamique. On écrit en effet

$$F = A \,.\, l^x V^y \rho^z \mathfrak{T}^t.$$

On est alors (¹) dans le cas IV 1° et l'invariant $V^2/\mathfrak{T}$ permet d'écrire

$$F = f\left(\frac{V^2}{\mathfrak{T}}\right) l^{x'} \rho^{z'} \mathfrak{T}^{t'}.$$

On aboutit à

$$F = f\left(\frac{V^2}{\mathfrak{T}}\right) l^2 \rho \mathfrak{T} = \frac{1}{R} f\left(\frac{V^2}{\mathfrak{T}}\right) l^2 p \qquad \text{ou} \qquad F = \varphi\left(\frac{V^2\rho}{p}\right) l^2 p,$$

qui est bien la loi (2).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Une interprétation théorique du magnétisme terrestre et solaire*. Note de M. **Jean Mariani**, présentée par M. Charles Maurain.

Nous avons développé ([1]) une nouvelle interprétation géométrique de l'électromagnétisme au moyen d'un espace de Riemann à torsion. Il en résulte qu'un corps de densité massique propre ρ renferme la densité électrique propre

$$\sigma = \pm\sqrt{K}\rho, \tag{1}$$

K étant la constante newtonienne de la gravitation. A l'approximation newtonienne, un corps sphérique au repos par rapport aux étoiles fixes est alors le siège d'un champ électrique statique si ρ est constant. Le potentiel scalaire de cette distribution électrique, en un point extérieur P à la distance r du point M, où la densité électrique est σ, est

$$\psi = \iiint \frac{\sigma}{r}\,dV = \frac{1}{R}\iiint \sigma\,dV + \frac{1}{R^2}\iiint \sigma s\cos\varphi\,dV + \ldots, \tag{2}$$

$\sigma\,dV$ étant la charge contenue dans l'élément de volume dV entourant le point M, de coordonnées x, y, z, l'origine O étant supposée au centre de la distribution; on a posé

$$\overline{OM} = s = \sqrt{x^2+y^2+z^2}, \qquad r = \overline{MP}, \qquad \varphi = \widehat{POM}, \qquad R = \overline{OP}.$$

On suppose le corps considéré sphérique, neutre en moyenne et de distribution centrée de masse; alors ψ est nul à l'extérieur. D'après les formules connues de l'électrostatique, on a, pour le potentiel dipolaire à l'extérieur du corps,

$$\psi_2 = -\iiint \sigma s \operatorname{grad}\frac{1}{R}\,dV = \oint_S \frac{\eta\,dS}{R} + \int_V \frac{\varepsilon\,dV}{R}, \tag{3}$$

S étant la surface qui limite la sphère, η une densité électrique superficielle, ε une densité en volume; comme $\oint_S \eta\,ds + \int_V \varepsilon\,dV = 0$, ces deux densités peuvent toujours être regardées comme étant de signes opposés, et la densité superficielle peut être supposée négative. Or on a, par hypothèse,

$$\iiint \sigma\,dv = e + e' = 0, \tag{4}$$

e et e' étant les charges positive et négative; mais

$$\iiint_V |\sigma|\,dV = 2|e| = |\sqrt{K}|\iiint_V \rho\,dV = \sqrt{K}m;$$

([1]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 447.

par conséquent

(5) $$e = \pm \frac{\sqrt{K}}{2} m,$$

m représentant la masse propre du corps sphérique; les charges superficielles, étant supposées réparties pour simplifier d'une manière homogène, donnent lieu, si le corps sphérique de rayon a se met à tourner autour d'un de ses diamètres avec la vitesse angulaire constante et faible ω, à un moment magnétique $\mathfrak{M}_s = -(1/3c)e\omega a^2$; de même, les charges en volumes supposées uniformément réparties, donnent le moment $\mathfrak{M}_V = (1/5c)e\omega a^2$; le moment total est

(6) $$\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_S + \mathfrak{M}_V = -\frac{2}{15c} e\omega a^2;$$

le moment mécanique de la sphère matérielle homogène étant $M = (2/5)m\omega a^2$, on a donc, en raison de (5), la relation

(7) $$\mathfrak{M} = -\frac{\sqrt{K}}{6c} M \text{ u.e.m. C.G.S.} = -1,405.10^{-15} M.$$

On voit donc que le moment magnétique ainsi créé est toujours très petit vis-à-vis du moment mécanique; en particulier, pour une sphère de cuivre de 10^{cm} de rayon, tournant à 200 t:s, comme dans l'expérience de Swann et Longrace, on aurait un champ magnétique polaire

(8) $$H_P = 5,38.10^{-9} \text{ gauss},$$

très loin au delà des possibilités expérimentales. Par contre, pour la Terre, dont on suppose la densité homogène, on aurait le moment

(9) $$\mathfrak{M} = -9,94.10^{25} \text{ u.e.m.}$$

à peu de distance de la valeur expérimentale $-8,6.10^{25}$; d'ailleurs, en prenant comme moment mécanique le moment expérimental $M = 5,9.10^{40}$ C.G.S., on trouve pour le moment magnétique $\mathfrak{M} = -8,2.10^{25}$. Pour le Soleil, la valeur du moment magnétique donnée par (7), avec l'hypothèse d'une répartition homogène de la masse, est $\mathfrak{M} = -11,94.10^{33}$ u.e.m. D'après Hale, l'observation indique $-8,34.10^{33}$; on voit que les deux valeurs sont du même ordre de grandeur, malgré les approximations faites. Nous précisons ainsi le contenu d'une Note précédente ([1]). L. Décombe ([2]) avait déjà indiqué l'existence d'une relation entre la constante de la gravitation et les champs magnétiques terrestre et solaire.

([2]) *Comptes rendus*, 195, 1922, p. 872.

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Sur l'intervention de l'énergie cinétique dans les chocs de seconde espèce.* Note de M. **Gaston Dupuy**, transmise par M. Paul Langevin.

Franck et Hertz ont observé, dès 1913, les brusques discontinuités qui apparaissent dans la nature des collisions entre électrons, accélérés par une différence de potentiel déterminée, et les atomes d'un gaz ou d'une vapeur métallique. Ces discontinuités correspondent à une diminution de la force vive électronique; elle est transférée, au moment du choc, à l'atome que l'on retrouve alors dans un nouvel état quantique défini.

Klein et Rooseland (¹) ont remarqué que l'équilibre thermique entre les électrons et les atomes est rompu par ces collisions. Pour qu'il subsiste il est nécessaire d'envisager des chocs, dits de *seconde espèce*, entre atomes activés et électrons lents, dont le mécanisme est l'inverse du précédent : transformation de l'énergie potentielle interne atomique en force vive électronique.

Franck (²) et ses élèves ont généralisé ces conceptions en les étendant aux chocs entre atomes ou molécules. Ils ont démontré expérimentalement la possibilité d'un transfert de l'énergie interne, emmagasinée par une particule à la suite d'une activation, à une particule d'espèce différente. Pendant cet échange la totalité, ou une fraction seulement du quantum disponible, sert à élever le niveau d'excitation de la particule rencontrée. L'énergie restante est partagée, suivant les lois du choc, entre les deux corpuscules dont les vitesses sont ainsi accrues.

L'énergie cinétique des électrons ou des atomes, variable à volonté de façon continue, et l'énergie quantifiée des niveaux atomiques sont transmissibles séparément au cours des chocs de première et de seconde espèce; on peut donc se demander s'il est possible que ces deux sortes d'énergie coopèrent dans le temps d'une collision.

Pour mettre en évidence les chocs de seconde espèce on enregistre au spectrographe le comportement de deux espèces d'atomes A et B, pris initialement dans l'état normal, lorsqu'on soumet le mélange à la radiation de résonance de A par exemple. Après le transfert l'atome B activé revient à l'état normal en émettant une ou plusieurs radiations qui caractérisent les niveaux atteints. L'interprétation correcte des résultats ne peut se faire que si l'on connaît tous les niveaux des atomes A qui interviennent; de plus il faut être sûr que les états d'excitation observés des atomes B doivent leur origine au phénomène considéré. Ces remarques imposent de mener les expériences de façon à éliminer la possibilité de l'absorption cumulative par les atomes A, et la possibilité de l'émission de raies atomiques par des molécules B

(¹) *Zeits. Physik*, **4**, 1921, p. 46.
(²) Cario et Franck, *Zeits. Physik*, **11**, 1922, p. 161; **17**, 1923, p. 202.

instables, dont la formation a lieu sous l'influence de forces d'attraction du type de van der Waals.

J'ai entrepris de faire l'étude du mélange des vapeurs de cadmium et de sodium. L'énergie du niveau de résonance $2\,^3P_1$ du cadmium, exprimée en électron-volts, est 3,78 eV; les deux niveaux $3\,^2P$ du deuxième doublet de la série principale du sodium ont des énergies très peu différentes, qui atteignent 3,73 eV.

Les deux métaux sont introduits par distillation dans l'appareil préalablement vidé et dégazé très soigneusement. C'est un récipient de quartz qui comporte deux tubes latéraux contenant l'un le sodium, l'autre le cadmium. Le tout est placé dans un four électrique. La longueur des tubes est réglée pour que leur extrémité la plus froide soit à la température convenable pour obtenir la tension de vapeur saturante choisie. Le corps du récipient, fermé par un disque plan, occupe la partie centrale du four afin d'éviter toute condensation des vapeurs métalliques.

Sur le trajet des radiations incidentes, concentrées sur la fenêtre plane du récipient au moyen d'une lentille de quartz, était interposé un filtre Corex A bleu pourpre, dont la bande de transparence s'étend de 2500 à 4800 Å. L'image du point de concentration de la lumière incidente est faite sur la fente d'un petit spectrographe Féry. Il est orienté de façon à ne pas recevoir la lumière régulièrement réfléchie par le disque plan.

Dans une première série d'expériences, j'ai observé la fluorescence du sodium en présence d'atomes de cadmium dans l'état $2\,^3P_1$. La source était une lampe à cadmium en quartz O. S. A. Cette fluorescence du sodium, correspondant à la réaction $Cd^* + Na \rightarrow Cd + Na^* + 0{,}05$ eV, se manifeste par l'émission du doublet 3303 Å. Les pressions de vapeur étaient $0^{mm},0045$ de mercure pour le sodium, 0,01 pour le cadmium.

Dans une deuxième série d'expériences j'ai pu montrer que le processus précédent était réversible. Les atomes de sodium amenés dans l'état $3\,^2P$, de 3,73 eV d'énergie, par absorption de la raie de résonance 3303 Å, rencontrent les atomes de cadmium dans l'état normal. Ils élèvent le niveau d'énergie de ces derniers de 3,78 eV. Le retour à l'état fondamental se fait avec émission de la raie 3261 Å. La radiation excitatrice 3303 Å était produite par la décharge sans électrode dans une atmosphère de néon et de vapeur de sodium. Les tensions de vapeurs étaient $0^{mm},003$ pour le sodium et $0^{mm},02$ pour le cadmium, la température du récipient 280°.

La section efficace de ces chocs, dans lesquels la force vive des particules intervient pour combler le déficit du bilan de la rencontre, est donc grande. Elle peut être évaluée en utilisant les méthodes de la Mécanique ondulatoire ([3]).

([3]) Morse et Stueckelberg, *Ann. de Phys.*, 9, 1931, p. 579; London, *Zeits. Physik*, 74, 1932, p. 143; Stueckelberg, *Helv. Act.*, 5, 1932, p. 370.

ÉLECTRONIQUE. — *Bruit de fond et oscillations à fréquences musicales observées dans les magnétrons.* Note de M. ÉDOUARD SELZER, présentée par M. Charles Maurain.

Nous avons indiqué [1] diverses particularités des courbes caractéristiques $I_A = f(H)$ de deux magnétrons à anode non fendue, et comment certaines d'entre elles paraissaient être en relation avec des phénomènes oscillatoires, dont le magnétron est alors le siège.

Dans la présente Note nous allons décrire quelques manifestations dynamiques du fonctionnement de ces magnétrons.

1° *Bruit de fond.* — Un bruit de grenaille très prononcé se produit pour des bandes étroites de H au delà du point d'inflexion de la caractéristique. Ce bruit est indépendant du circuit extérieur, mais est très sensible au réglage du parallélisme champ-axe de l'anode. Un réglage soigné le diminue considérablement sans l'annuler complètement. Sinon, il peut encore être entendu pour des valeurs de H égales à deux ou trois fois la valeur critique.

2° *Oscillations à fréquences musicales.* — Se superposant souvent au bruit précédent, une série d'oscillations de fréquences musicales, des plus graves aux plus aiguës, ont pu être entendues au téléphone (directement ou après amplification par une seule lampe), et enregistrées soit à l'oscillographe Dubois jusqu'à la fréquence limite de 1400, soit avec un galvanomètre de courte période (0,2 sec) pour les oscillations les plus lentes [2].

Dans tous les cas la fréquence des oscillations a été trouvée indépendante des circuits extérieurs (d'anode, de chauffage, producteur du champ H), bien entendu dans la mesure seulement où la modification de ces circuits n'entraînait pas un déplacement du point de fonctionnement choisi sur la caractéristique.

Un déplacement continu de ce point donne par contre une modification continue de la fréquence, une augmentation de H donnant lieu à une élévation de la fréquence.

La variation de H, qui fait franchir une telle bande de fréquences, est très faible (de l'ordre de 1/100 de gauss) et, pour une valeur de H un peu supérieure, un nouvel accrochage se produit, commençant encore par les sons graves qui passent à l'aigu, puis disparaissent à leur tour quand H continue à augmenter.

Plusieurs dizaines de ces bandes d'oscillations ont pu ainsi être détectées le

---

(1) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 499.

(2) Dans des expériences postérieures, le magnétron étant placé dans le champ magnétique très peu homogène produit par un aimant permanent, des oscillations de période allant jusqu'à 10 secondes ont pu simultanément être entendues au téléphone et enregistrées avec un galvanomètre (de période 3 sec). L'écoute au téléphone n'est possible pour des oscillations aussi lentes que par la forme très particulière de l'oscillation, qui comporte un seuil produisant un effet de percussion.

long de la partie basse de la caractéristique. Il y a souvent superposition de plusieurs de ces fréquences, chacune bien pure, ainsi qu'avec le bruit de fond.

Un déréglage un peu important du parallélisme entre le champ et l'axe de l'anode diminue l'importance de ces vibrations harmoniques et renforce le bruit de fond. Par contre un réglage aussi parfait que possible de ce parallélisme diminue beaucoup les deux phénomènes.

Enfin le synchronisme entre l'accrochage de ces oscillations harmoniques et les faibles remontées en escalier constatées sur la courbe caractéristique, et signalées dans la précédente Note, a été établi de façon certaine dans le cas des oscillations d'assez grande amplitude.

Conclusion. — Il résulte des observations précédentes que :

1° La caractéristique d'un magnétron ne peut pas être envisagée d'un point de vue purement statique, tout au moins en ce qui concerne les valeurs de H supérieures à celles donnant le point d'inflexion.

2° La forme en escalier, mise en évidence par les expériences précédentes chaque fois que l'on déterminait la caractéristique avec une finesse suffisante (à quelques μA pour un I_s initial de l'ordre de 50 mA), est en relation avec l'accrochage et le décrochage d'oscillations harmoniques, décelées dans le circuit d'anode. De même, le fait que I_A ne s'annule pas entièrement pour des valeurs de H très supérieures à H_c.

3° La cause superficielle visible de ces phénomènes réside dans un léger défaut de parallélisme entre H et l'axe de l'anode.

Quant à leur cause profonde, elle reste encore complètement hypothétique.

Deux modes d'explication bien différents peuvent être envisagés :

a. L'existence de micro-oscillations électroniques de haute fréquence, dont les phénomènes ci-dessus décrits ne seraient que la manifestation, après détection par la courbure de la caractéristique;

b. Celle d'un mouvement d'ensemble du nuage électronique, se produisant avec la fréquence même observée, analogue aux fluctuations de certaines aurores boréales.

Bien entendu, pour observer avec sûreté ces phénomènes, il est essentiel de veiller à la parfaite stabilité de divers facteurs réglant le fonctionnement du magnétron : alimentation exclusive par accumulateurs, éviter tous contacts imparfaits : c'est ainsi que nous avons été conduit à substituer, pour le réglage du champ, des rhéostats liquides aux rhéostats à curseur ordinaires. Nous avons pu par ailleurs nous rendre compte que même le courant débité par des accumulateurs, ou réglé par des résistances liquides, avait une nature *granulaire* qui n'était cependant pas gênante, à condition de choisir des densités de courant sur les électrodes suffisamment faibles (inférieures à 1/200 A/cm²).

Enfin des essais ont été faits sur le magnétron placé en expérience à l'intérieur d'une cage de Faraday, pour le protéger contre les actions exté-

rieures, notamment les émissions des postes radios, mais ceci n'a pas affecté les observations.

Quant aux variations du champ magnétique terrestre telles qu'elles peuvent se présenter dans un bâtiment situé à Paris (Institut de Physique du Globe), leur action peut être séparée de celle des phénomènes précédents.

Nous comptons revenir sur ce point.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur le rayonnement γ de faible énergie du radioactinium.* Note de MM. **Ouang Te-Tchao** et **Jean Surugue**, présentée par M. Frédéric Joliot.

L'intensité de deux raies de conversion interne du radioactinium ayant été déterminée précédemment en valeur absolue par mesure de la charge électrique transportée ([1]), nous avons repris les mesures relatives pour les autres raies dans le domaine des faibles énergies, en vue d'examiner spécialement le cas du rayonnement γ de 50 ekV qui, d'après les mesures antérieures ([2]) et ([3]), doit présenter un coefficient de conversion interne anormalement bas.

Nous avons fait deux catégories de déterminations, l'une d'énergie et l'autre d'intensité, la première étant indispensable pour être sûr de la position des raies observées et préciser leur attribution et l'énergie des photons correspondants. Quelques valeurs ont été légèrement modifiées comme l'indique le tableau. Les anciennes mesures avaient été faites en comparant le rayon de courbure des raies observées à celui des deux raies de ThB, de BR 534 et 652, valeurs confirmées par la suite. Nous avons cette fois utilisé deux raies de RaB, de BR 658 et 763, correspondant à la conversion du rayonnement γ de 53 ekV. Les résultats sont très voisins, les écarts avec les mesures antérieures étant de l'ordre des erreurs d'expérience, et l'on peut évaluer à quelques millièmes l'erreur sur les produits BR. Pour les mesures d'intensité, nous avons utilisé un microphotomètre Sannié, à cellule photo-électrique au sélénium, en rapportant les intensités à celles des deux raies 711 et 736 déterminées en valeur absolue. Les mesures ont porté sur d'anciens clichés et sur un nouveau que nous avons fait avec des rayons de courbure relativement grands ($B = 76{,}5$ gauss) pour avoir une bonne dispersion. Là encore, les résultats sont très semblables. Les précautions à prendre dans ce genre de mesures sont nombreuses et les corrections importantes; elles ont déjà été indiquées par plusieurs auteurs, et nous nous bornerons de rappeler que les principales sont relatives à la variation de la sensibilité de l'émulsion photographique en fonction de l'énergie des électrons incidents et à la variation de l'angle solide utile avec le rayon de

---

([1]) Ouang Te-Tchao, J. Surugue et Mlle Pérey, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 190.
([2]) J. Surugue, *Journ. de Physique*, **8**, 1936, p. 337.
([3]) M. Frilley, *Journ. de Physique*, **1**, 1940, p. 34.

courbure du faisceau, en plus de la nécessité de procéder à l'étalonnage du photomètre, appareil généralement pas proportionnel. Pour la première correction, nous nous sommes servis de la courbe de sensibilité donnée par Arnoult ([4]) pour les mêmes plaques que les nôtres et, pour la seconde, des calculs de Li ([5]) sur la répartition des électrons dans une raie. Malgré cela ces mesures sont très peu précises, et en particulier pour les raies les plus faibles, les nombres donnés doivent plutôt être considérés comme des ordres de grandeur.

Les résultats sont groupés dans le tableau suivant :

Raie.	BR gauss-centimètres. ancienne valeur.	BR gauss-centimètres. nouvelle valeur.	Énergie ekV.	Niveau de conversion.	Énergie des photons.	Intensité 10^{-5} él/dés.
E	525	529	24,1	K	127,7	6
Ea	540	540	25,1	L_I	44,3	} 1,7
Eb	549	549	25,9	{ L_I	44,3	
				{ M_I	30,7	
Ec	557	557	26,6	M_{III}	30,4	0,7
Ec_1	568	568	27,7	M_V	30,8	< 0,5
Ed	578	575	28,3	{ L_I	47,5	} 1,9
				{ K	132,0	
Ee	587	585	29,9	{ L_{II}	47,8	} 1,1
				{ N_I	30,7	
Ef	598	597	30,5	L_I	49,7	2,2
Eg	607	603	31,1	L_{II}	49,6	< 1
Eh	616	615	32,3	L_{III}	47,7	1
F	631	635	34,3	{ L_{III}	49,7	} 14,4
				{ L_I	53,5	
F_1		640	34,9	L_{II}	53,4	1
Fa	662	666	37,7	{ L_{III}	53,1	} 2
				{ L_I	56,9	
Fa_1	678	677	38,9	L_{II}	57,4	1
G	711	711	41,6	L_I	60,8	45
H	736	736	45,6	{ L_{III}	61,0	} 265
				{ K	149,1	

Ayant opéré sur une source fraîchement préparée, nous pouvons être sûrs de l'attribution à la transformation RdAc → AcX de toutes ces raies de conversion. Nous avons pu ainsi y rattacher la raie Ef, auparavant attribuée seulement à l'actinon, et qui peut correspondre au rayonnement γ de 50 ekV indiqué par M. Frilley ([3]). Celui-ci se comporte d'une façon anormale puisque son intensité apparaît, par diffraction cristalline, comme de loin supérieure à tous les rayonnements d'énergie voisine. L'intensité mesurée par Tsien ([6])

([4]) *Annales de Physique*, **12**, 1939, p. 241.
([5]) *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **33**, 1937, p. 164.
([6]) *Journ. de Physique*, **3**, 1942, p. 1.

pour ce domaine d'énergie, soit 0,03 photon par désintégration, peut lui être totalement affectée, et il en résulte, pour le rapport ($N_{élec.}/N_{photons}$), la valeur 0,0007 pour le niveau L_1.

Nous avons également pu faire correspondre au rayonnement γ de 57 ekV deux raies de conversion, F a et F a_1. Son intensité étant environ 50 fois plus faible que la précédente, le rapport du nombre d'électrons au nombre de photons est ainsi de l'ordre de 0,02 à 0,03. Les autres rayonnements γ que nous trouvons par cette méthode sont extrêmement convertis puisqu'ils n'apparaissent pas dans la diffraction cristalline. C'est en particulier le cas des deux derniers du tableau, de 61 et de 149 ekV, dont les raies de conversion sont très intenses.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la variation du* pH *des filtrats des mélanges de chlorure et de sulfate de magnésium et d'ammoniaque*. Note de Mlle **Georgette Gallin**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Nous avons préparé une solution de chlorure de magnésium de concentration connue; nous y avons ajouté des solutions ammoniacales de concentrations également connues et multiples les unes des autres.

Nous avons pris les concentrations en fonction du volume total du mélange, soit un litre, et nous avons ainsi obtenu 0,330 mol/l de chlorure, ainsi que des concentrations ammoniacales de quantité variable, soit 0,067, 0,135, 0,270 ou 0,539 mol/l. Nous avons mélangé les solutions dans des proportions correspondant à ces concentrations et les avons laissées en contact 60 heures au moins, afin d'être sûre que la précipitation partielle de l'hydroxyde de magnésium était terminée. C'est le pH des filtrats ainsi obtenus que nous avons étudié.

Nous avons opéré à plusieurs températures variant de 20 à 53° et avons obtenu les résultats suivants (*fig.* 1) :

1° les phénomènes sont analogues à ceux que nous avons observés avec les solutions ammoniacales seules (1);

2° à toutes les températures, le pH augmente avec la concentration en ammoniaque;

3° la courbe température-pH a la même allure pour tous les filtrats étudiés;

4° le pH diminue assez rapidement de 20 à 41°, puis moins brusquement de 41 à 47°;

5° on observe une chute très prononcée du pH de 47 à 50°,5;

6° celui-ci augmente de 50°,5 à 53°.

Nous nous proposons d'étendre cette recherche en faisant varier la dilution et en opérant à d'autres températures.

Nous avons fait la même étude sur les filtrats de mélanges de sulfate de

(1) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 550.

magnésium et d'ammoniaque, dont les concentrations ont été calculées de la même façon que précédemment et qui ont été obtenues par le même procédé.

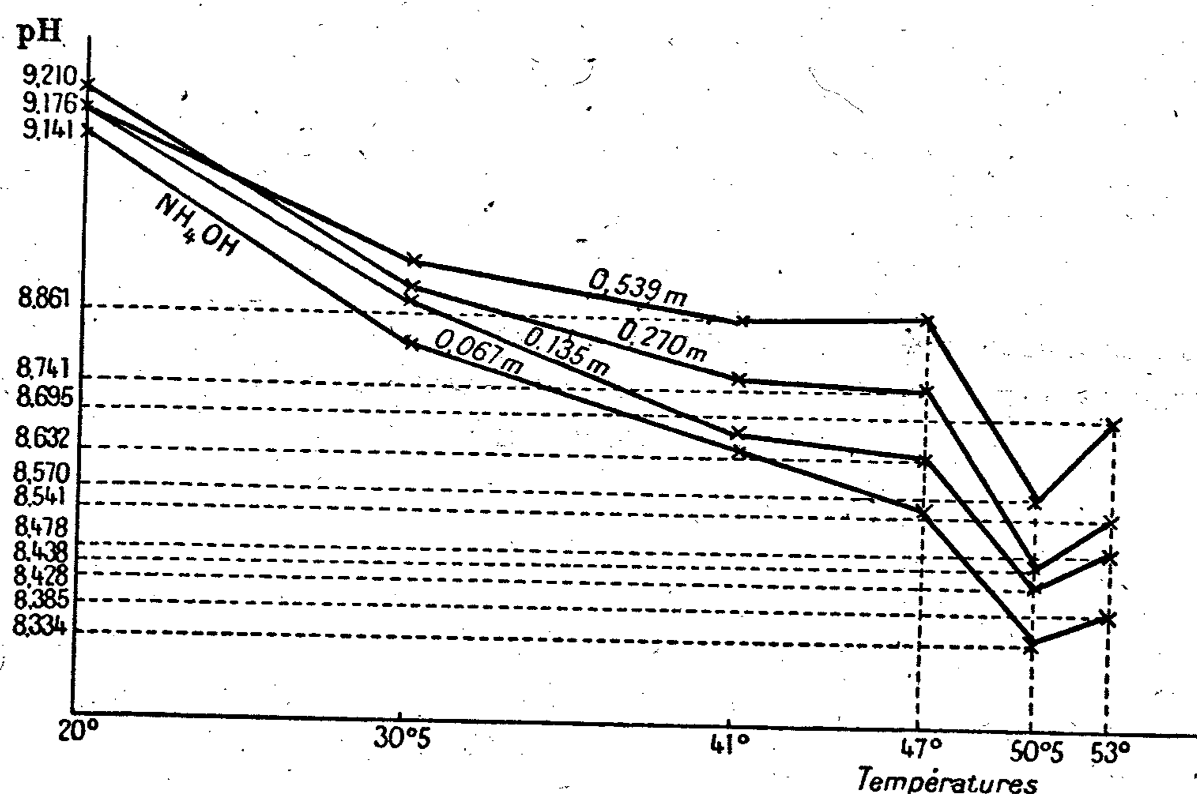


Fig. 1.

Les concentrations en mol/l du mélange ont été de 0,345 pour le sulfate de magnésium et de 0,068, 0,136, 0,272, 0,546 mol pour l'ammoniaque.

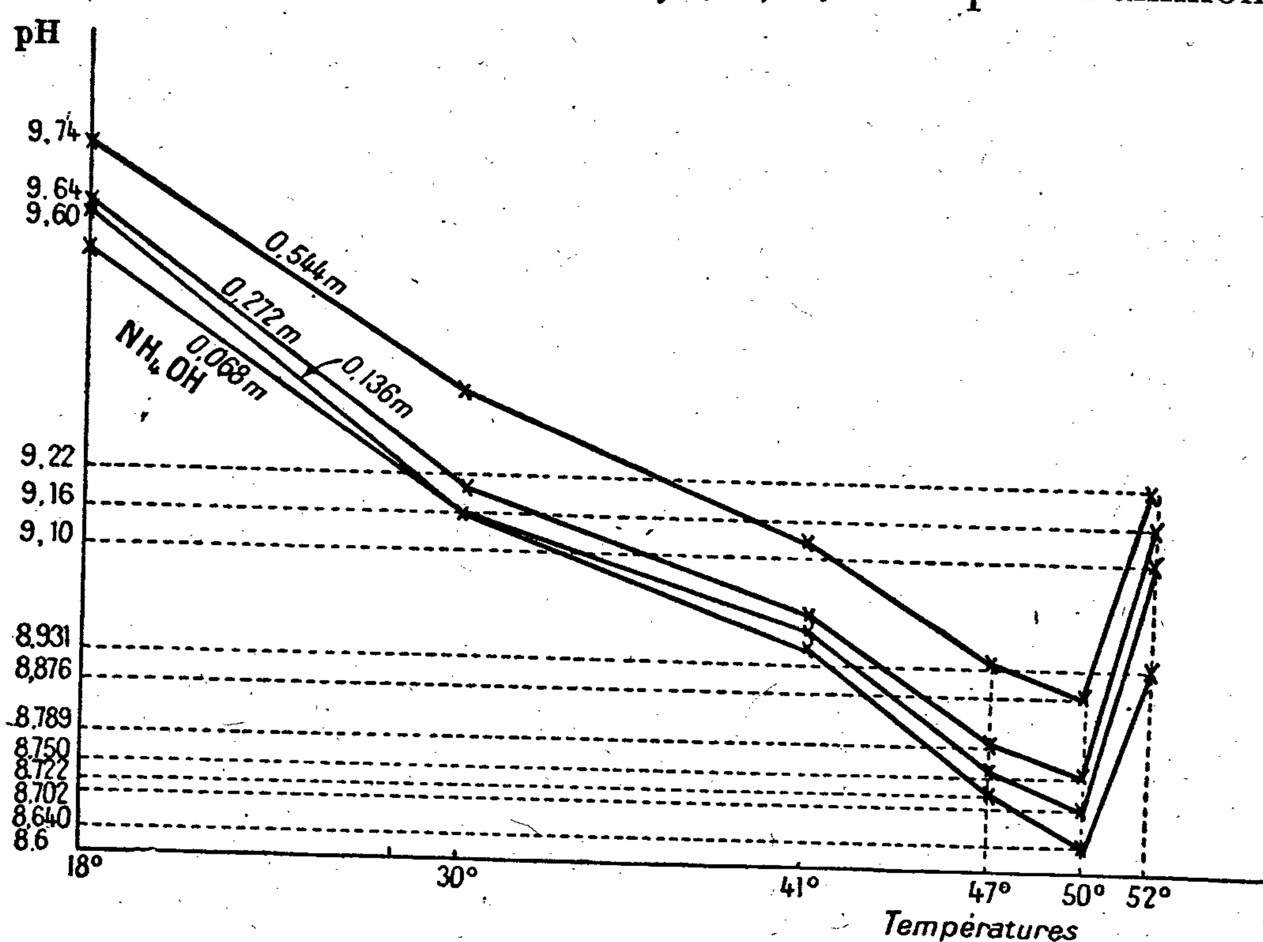


Fig. 2.

Nous avons étudié la même courbe pH-température aux différentes concentrations et observé que (*fig.* 2) :

1° le pH augmente avec la concentration en ammoniaque;

2° de 18 à 47°, chute de pH plus accentuée que pour les précédentes solutions;

3° de 47 à 50°, chute de pH moins accentuée que pour les filtrats déjà étudiés, mais l'ensemble de la chute de 20 à 50° est sensiblement la même;

4° brusque augmentation de pH de 50 à 52°;

5° les pH de ces derniers filtrats sont supérieurs à ceux des premières solutions.

Nous nous proposons là aussi de rechercher l'influence de la dilution et d'opérer également à d'autres températures.

Nous chercherons une explication de ces différentes études dans le comportement de ces solutions.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le propyl-4 cyclohexanol et quelques-uns de ses dérivés.* Note de MM. **Léon Palfray** et **Bernard Gauthier**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le propyl-4 cyclohexanol est un alcool assez peu connu. Il est signalé pour la première fois dans la Thèse de A. Berton ([1]), qui l'obtient par hydrogénation du propyl-4 phénol au noir de platine. Mais son importance vient du fait qu'on l'a découvert en 1938 dans l'hydrogénation de la lignine, en présence de chromite de cuivre. Sa constitution est alors établie par synthèse ([2]). Depuis on a signalé sa présence dans de nombreux travaux d'hydrogénation de la lignine. On avait déjà obtenu, par hydrogénation des lignines, des phénols tels que le gaïacol, l'eugénol, le dieugénol; il n'est donc pas surprenant qu'une hydrogénation plus complète et plus brutale provoque la déméthoxylation de ces molécules avec production de propyl-4 cyclohexanol.

Plus récemment, W. Lautsch et G. Piazolo l'obtiennent par craquage de la molécule d'isoeugénol, à 340-350°, en présence de soude, sans catalyseur ([3]). Signalons que W. Ipatieff ([4]), en hydrogénant à haute température, sous pression et en présence de Ni, le propyl-4 diméthoxy-1.2 benzène ou le propyl-4 méthylènedioxy-1.2 benzène, obtient un liquide, dont il ne précise pas la structure, mais dont l'analyse et les constantes correspondent assez bien au propyl-4 cyclohexanol. Il y aurait là aussi déméthoxylation. Enfin c'est sans doute un mélange d'octahydroeugénol et de propyl-4 cyclohexanol que L. Palfray et S. Sabetay avaient déjà décrit comme étant constitué « en grande partie probablement par l'octahydroeugénol » dans l'hydrogénation de l'isoeugénol ([5]). Poursuivant nos recherches sur l'hydrogénation sélective de l'eugénol, de l'isoeugénol, du safrol et de l'isosafrol ([6]), nous avons obtenu, par hydrogénation totale de ces molécules, surtout du propyl-4 cyclohexanol dont nous avons pu déterminer des constantes précises et préparer quelques dérivés cristallisés, complétant ainsi les données, un peu imprécises, publiées jusqu'ici.

([1]) *Thèse*, Nancy, 1924.

([2]) E. E. Harris et H. Adkins, *Paper Trade Journal*, **107**, 1938, n° **20**, pp. 38-40.

([3]) *Ber. d. chem. Ges.*, **76**, 1943, p. 486.

([4]) *Ber. d. chem. Ges.*, **46**, 1913, p. 3592.

([5]) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **6**, 1938, p. 1423; 5e série, **7**, 1940, p. 403.

([6]) B. Gauthier, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 28.

A. *Hydrogénation par le* Ni *Raney*. — 1° Une molécule de dihydroeugénol dissoute dans 100 ou 200^g d'alcool est hydrogénée, sous pression, entre 150 et 163°, c'est-à-dire aux plus basses températures possibles, bien inférieures à celles qu'utilisait Ipatieff (180-200°). L'opération est arrêtée après fixation de 3^{mol} d'hydrogène. On constate cependant encore la présence de phénols, ce qui s'explique en admettant une déméthoxylation. Les phénols sont enlevés par la soude à 10 %, et l'on récupère du dihydroeugénol; en distillant le liquide résiduel, on obtient le propyl-4 cyclohexanol, mélangé à 20-25 % d'octahydroeugénol dont il est difficile de le séparer complètement. Il faut de nombreux tours de distillation pour avoir un liquide à indice de méthoxyle faible (Zeisel). Les queues sont, au contraire, très riches en octahydroeugénol ($É_{13}$ 113-115°). Nous reviendrons sur ce dernier alcool dans une prochaine Note.

Le propyl-4 cyclohexanol est un liquide visqueux, d'odeur fruitée pénétrante; ses constantes sont établies, par régénération, à partir d'un nitrobenzoate cristallisé : $É_{14}$ 101-103°; $É_{765}$ 212°; n_D^{19} 1,4630; d_4^{17} 0,9072; RM_D calc. 43,08; trouvé 43,00.

Phényluréthane, F 130-130°,5 (Maq) N % (Kjeldahl) pour $C^{16}H^{23}O^2N$, calc. 5,36; tr. 5,46.

2° De même l'hydrogénation du dihydrosafrol conduit, par rupture du pont éthylénique, à un alcool unique de constantes identiques au précédent.

B. *Hydrogénation par le platine*. — Pensant que l'élévation de température et de pression avaient favorisé l'hydrogénolyse du groupement méthoxylé, nous avons essayé d'opérer à froid, sur platine, dans l'espoir d'hydrogéner la molécule d'eugénol, sans altérer sa structure. Les résultats ont été décevants, l'hydrogénation a dépassé le stade propyl-4 cyclohexanol pour aller jusqu'au terme propyl-4 cyclohexane.

Vingt grammes d'eugénol dissous dans 100^{cm^3} de CH^3COOH ont fourni, après absorption de la quantité théorique d'hydrogène, 4^g de propyl-4 cyclohexanol et 8^g de propyl-4 cyclohexane de constantes : $É_{772}$ 156-157°; n_D^{19} 1,4381; d_4^{21} 0,7966; RM_D calc. 41,56; tr. 41,53.

C. *Esters*. — Nous avons préparé toute une série d'esters, car certains d'entre eux ont une odeur fruitée plus agréable que celle de l'alcool générateur :

	$É_{13}$.	N_D^t.	D_4^t.
Formiate	94,5-95°	$1,4475_{19°}$	$0,9416_{16°}$
Acétate	101-101,5	$1,4472_{16}$	$0,9362_{16}$
Propionate	119	$1,4489_{15}$	$0,9361_{13}$
Butanoate	130-131	$1,4492_{14}$	$0,9213_{14}$
Isobutanoate	121-122	$1,4463_{14}$	$0,9183_{13}$
Isovalérianate	137	$1,4479_{15}$	$0,9155_{15}$
Benzoate	186°	$1,5130_{16°}$	$1,0224_{13}$
Chlorure	82-83	$1,4638_{18}$	$0,9604_{18}$
Bromure	97	$1,4862_{17}$	$1,1814_{18}$
p-Nitrobenzoate		P F 80-80°,5	
Cinnamate		P F 58	

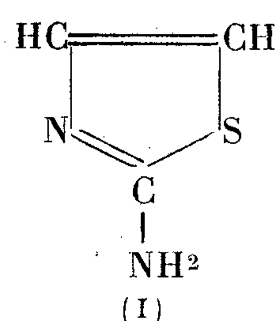
D. *Conclusions*. — Il faut noter tout l'intérêt pratique de cette nouvelle méthode de préparation du propyl-4 cyclohexanol, qu'on obtient ici à peu près

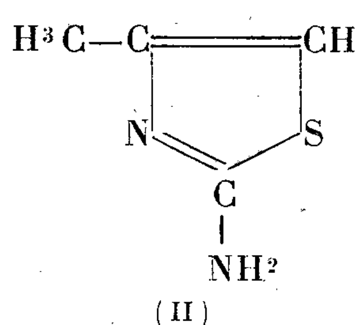
pur à partir d'une matière première bon marché en temps normal. Le prix de revient pourrait être encore amélioré en substituant à l'eugénol l'essence de girofle de Madagascar, qui contient 85 % de ce phénol. Nous nous proposons de continuer l'étude de ce cyclanol en vue de l'obtention de dérivés non encore connus.

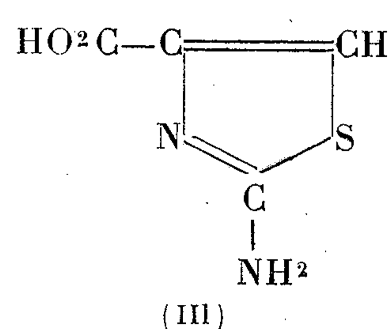
CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherches sur l'ioduration des amino-2-thiazols.* Note de M[lle] **Yvonne Garreau**, présentée par M. Paul Lebeau.

Depuis la découverte de la constitution de la vitamine B_1, l'étude de la chimie des thiazols, qui avait été délaissée, présente un nouvel intérêt. Cependant les travaux qui la concernent ne sont pas encore très nombreux; en particulier, on ne connaît pas de thiazols iodés. L'atome d'iode étant en général plus mobile que celui des autres halogènes, il est probable que de tels composés se prêteraient à de nouvelles synthèses.

J'ai donc cherché à ioder trois thiazols facilement accessibles, ainsi que leurs dérivés acétylés, l'amino-2-thiazol (I), l'amino-2-méthyl-4-thiazol (II), et l'acide amino-2-thiazol-4-carbonique (III):







Pour cela j'ai fait l'essai de deux méthodes classiques : action de l'iode en milieu alcalin et action du chlorure d'iode en milieu aqueux chlorhydrique ou en milieu acétique.

Le premier procédé, action de l'iode en milieu alcalin, donne des résultats peu satisfaisants, sauf dans le cas de l'amino-2-méthyl-4-thiazol. La solution concentrée de son chlorhydrate, alcalinisée par l'ammoniaque, puis additionnée d'une solution d'iode 2*n* dans l'iodure d'ammonium, laisse déposer un produit de couleur gris clair. On le reprend par le benzène; après évaporation de celui-ci, la base iodée reste sous forme de paillettes incolores, F 114°.

Le procédé de choix pour ioder cette base et les deux autres consiste à traiter 50$^{cm^3}$ de solution *n*/5 de leur chlorhydrate ou de leur bromhydrate (amino-2-thiazol), additionnée de 84$^{cm^3}$ d'acide chlorhydrique (*d* 1,16), par la quantité calculée de chlorure d'iode.

A partir du chlorhydrate d'amino-2-méthyl-4-thiazol se séparent immédiatement des aiguilles de chlorhydrate d'amino-2-méthyl-4-iodo-5-thiazol, F 160°, très soluble dans l'eau bouillante, dans l'alcool éthylique bouillant (recristallisation), et l'alcool méthylique; insoluble dans l'éther, l'acétone, le benzène; peu soluble dans l'acide acétique. Sa solution aqueuse, additionnée d'un excès

d'ammoniaque, abandonne des paillettes de la base iodée, F 114°, identiques à celles obtenues par le premier procédé. Elles brunissent rapidement à l'air et à la lumière et sont solubles dans le benzène, les alcools méthylique et éthylique, l'acide acétique; elles sont insolubles dans l'eau froide et s'altèrent dans l'eau chaude.

A partir du bromhydrate d'amino-2-thiazol, après évaporation, cristallisent des aiguilles de bromhydrate d'amino-2-iodo-4 ou 5-thiazol, F 135-136°, soluble dans l'eau froide, et dont la solution, additionnée d'ammoniaque, donne la base iodée, F 112°, cristallisée en paillettes.

L'acide amino-2-thiazol-4-carbonique, préparé par un procédé plus avantageux que celui décrit jusqu'ici, condensation de l'acide chloropyruvique avec la thiourée, fournit des aiguilles d'acide amino-2-iodo-5-thiazol-4-carbonique, F 220° (décomposition), solubles dans l'eau bouillante, d'où elles cristallisent par refroidissement.

Les dérivés acétylés iodés des bases précédentes sont obtenues soit par action du chlorure d'iode en milieu acétique sur les dérivés acétylés correspondants; soit par acétylation des bases iodées à l'aide du chlorure d'acétyle en présence de pyridine. Par ces deux moyens, j'ai isolé :

l'acétylamino-2-iodo-4 ou 5-thiazol, aiguilles F 230° (décomposition), solubles dans l'eau bouillante, les alcools méthylique et éthylique, peu solubles dans l'éther et le benzène, solubles dans l'acide chlorhydrique dilué chaud;

l'acétylamino-2-méthyl-4-iodo-5-thiazol, F 219-220°, de propriétés voisines de celles du précédent;

l'acide acétylamino-2-iodo-5-thiazol-4-carbonique, paillettes ne fondant pas à 310°, insolubles dans l'eau bouillante, peu solubles dans l'alcool, d'où elles cristallisent par refroidissement.

Il est remarquable que l'acide amino-2-iodo-5-thiazol-4-carbonique et les dérivés acétylés des trois bases iodées étudiées ici, fixent du chlorure d'iode. Il apparaît difficile d'avoir des produits définis; cependant l'acétylamino-2-méthyl-4-iodo-5-thiazol fournit une combinaison, contenant deux molécules de ce corps et une molécule de chlorure d'iode. Elle est cristallisée en aiguilles jaunes, F 148°, et se décompose en ses constituants par chauffage à 100° à l'étuve, ou mieux, dans l'eau bouillante; elle se dissocie dans l'alcool, l'acide acétique. Dans l'acide chlorhydrique concentré, elle se dissout à chaud et précipite par refroidissement. Il est donc tout indiqué de la préparer dans ce milieu.

En résumé, en utilisant la méthode classique d'ioduration par le chlorure d'iode en milieu chlorhydrique, j'ai réussi à obtenir les dérivés iodés de l'amino-2-thiazol, de l'amino-2-méthyl-4-thiazol, de l'acide amino-2-thiazol-4-carbonique et des produits d'acétylation de ces trois bases.

CHIMIE ORGANIQUE BIOLOGIQUE. — *Nouvelles synthèses dans la série des acides cétoniques sulfurés.* Note de M. **Jacques Parrod**, présentée par M. Paul Lebeau.

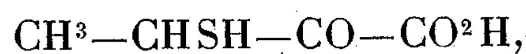
Il serait utile, pour l'étude du métabolisme des composés sulfurés, de pouvoir disposer des acides cétoniques dérivés des acides aminés et sulfurés d'origine biologique. J'ai signalé déjà [1] l'acide thiol-3-céto-2-propanoïque-1 (acide mercapto-pyruvique), correspondant à la cystéine, et je suis parvenu maintenant à réaliser la synthèse de quelques-uns de ses produits de substitution au soufre. Ils ont pour formule générale



$$R—S—CH^2—CO—CO^2H,$$

où R représente l'un des radicaux : méthyle, *p*-tolyle, *p*-chloro, *p*-bromo, *p*-iodophényle.

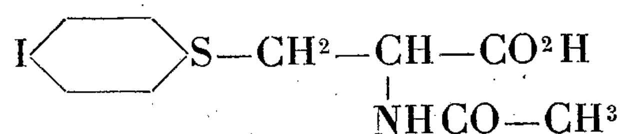
J'ai également réussi à préparer l'homologue supérieur de l'acide mercapto-pyruvique, l'acide thiol-3-céto-2-butanoïque-1



$$CH^3—CHSH—CO—CO^2H,$$

ainsi que ses dérivés substitués au soufre par les radicaux *p*-tolyle et *p*-iodophényle.

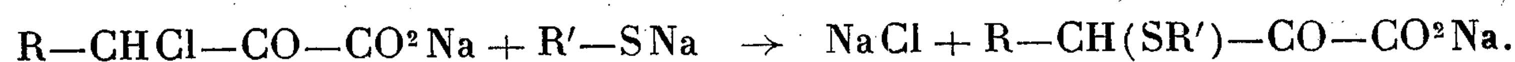
Les acides *p*-halogénophénylthio-3-céto-2-propanoïque-1 correspondent aux acides phénylmercapturiques



qui sont éliminés dans l'urine, lorsqu'on donne à un chien un halogénobenzène.

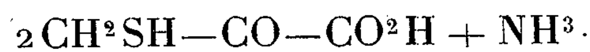
L'intérêt des autres combinaisons viendra de la comparaison de leurs propriétés avec celles des acides cétoniques sulfurés dérivant des acides aminés naturels.

La méthode de préparation de tous ces corps consiste à traiter un sel d'acide cétonique chloré par la quantité calculée d'un sulfhydrate ou d'un thiophénate, en milieu aqueux. La réaction est immédiate, et s'effectue suivant l'équation



$$R—CHCl—CO—CO^2Na + R'—SNa \rightarrow NaCl + R—CH(SR')—CO—CO^2Na.$$

Par acidification, l'acide formé précipite. Il y a exception pour l'acide mercapto-pyruvique, très soluble dans l'eau; cependant, en utilisant des sels ammoniacaux, après addition d'acide chlorhydrique, se sépare une combinaison



$$2CH^2SH—CO—CO^2H + NH^3.$$

---

[1] *Comptes rendus*, **215**, 1942, pp. 146-148.

peu soluble; traitée par l'ammoniaque, puis par l'alcool, elle donne le sel neutre d'ammonium décrit antérieurement. Dans le cas de l'acide méthylthio-3-céto-2-propanoïque-1, il faut passer par son ester éthylique. Le chloropyruvate d'éthyle, $É_{15}$ 90°, obtenu à partir de pyruvate d'éthyle et de chlorure de sulfuryle, est introduit dans une solution alcoolique de mercaptide de sodium. Par distillation, on isole le méthylthio-3-céto-2-propanoate-1 d'éthyle, $É_{16}$ 105°. Ce dernier, agité plusieurs jours avec 1^{vol} d'eau et 1^{vol} d'acide chlorhydrique concentré, donne des aiguilles incolores d'acide méthylthio-3-céto-2-propanoïque-1, F 149°, solubles dans l'eau à chaud, insolubles à froid, solubles dans les solvants usuels.

Les dérivés de l'acide mercapto-pyruvique substitué au soufre par les radicaux *p*-tolyle, F 123°; *p*-chlorophényle, F 137°; *p*-bromophényle, F 143°; *p*-iodophényle, F 152°, se présentent, les trois premiers sous forme d'aiguilles incolores, le dernier sous forme de paillettes. Ils sont peu solubles dans l'eau, solubles dans l'éther, l'alcool, l'acétone, moins solubles dans le benzène, solubles à chaud dans le toluène, peu solubles à froid. Cette dernière propriété permet de les purifier.

Ces quatre combinaisons, ainsi que l'acide méthylthio-3-céto-2-propanoïque-1, donnent, avec le perchlorure de fer en milieu alcoolique, une coloration bleue intense. Ils forment des dinitro-2.4-phénylhydrazones et des semicarbazones.

Les solutions aqueuses sont oxydées par l'iode, ce qui correspond vraisemblablement au passage de la fonction sulfure à un sulfoxyde et même à une sulfone.

Par chauffage à 100°, en présence d'acides ou d'alcalis, prennent naissance les mercaptans ou thiophénols correspondants.

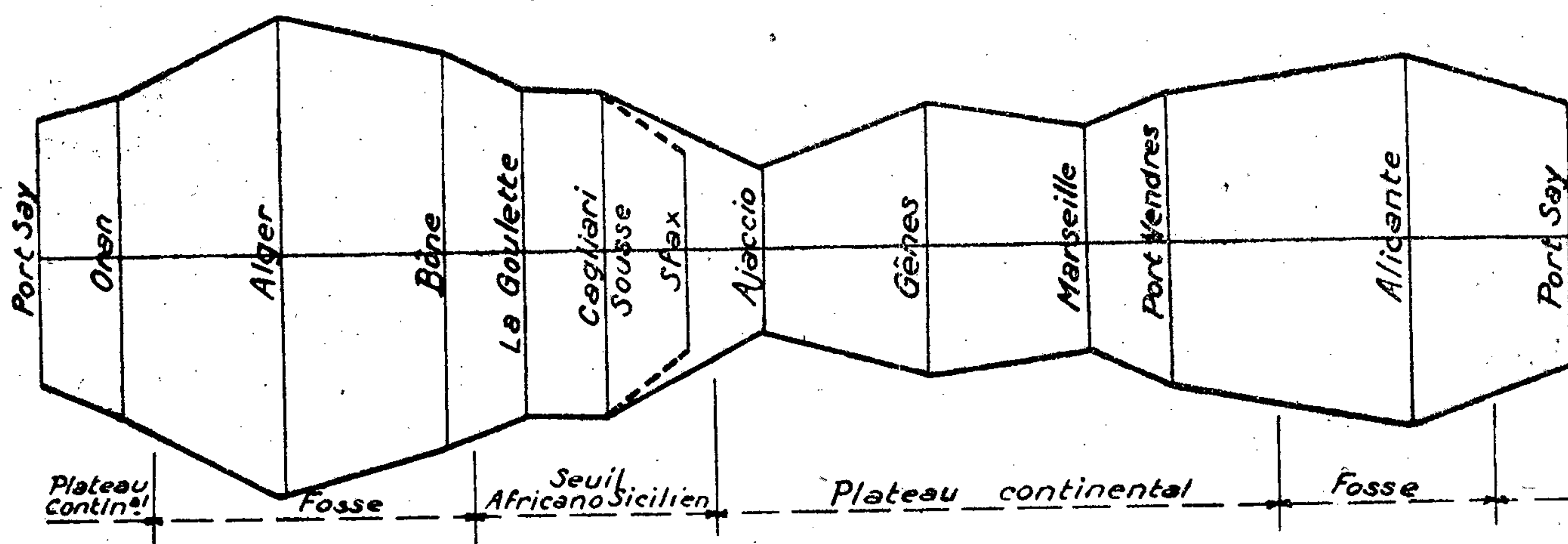
L'acide thiol-3-céto-2-butanoïque-1 forme des paillettes se décomposant sans fondre vers 185-190°, assez peu solubles dans l'eau froide, solubles dans l'eau chaude, d'où elles cristallisent par refroidissement. Ses propriétés chimiques sont très voisines de celles de l'acide mercapto-pyruvique, décrites antérieurement. Cependant, l'oxydation de sa dinitro-2.4-phénylhydrazone par l'iode ne m'a pas permis d'isoler le disulfure.

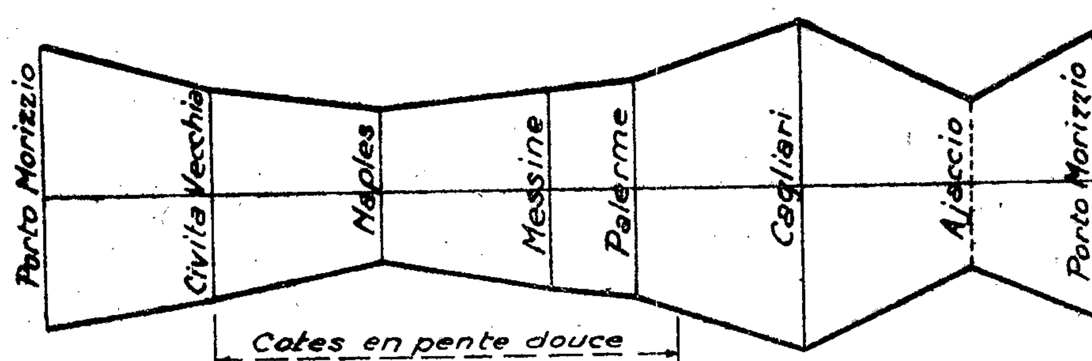
Les acides *p*-tolyl et *p*-iodophénylthio-3-céto-2-butanoïque-1 n'ont pu être obtenus jusqu'ici sous forme cristallisée, mais leurs sels de calcium sont parfaitement cristallisés. Leurs propriétés chimiques sont également voisines de celles de leurs homologues inférieurs.

Les procédés que je viens de décrire permettent de préparer plusieurs acides α-cétonique, sulfurés en β, dont quelques-uns dérivent d'acides aminés et sulfurés d'origine biologique.

OCÉANOGRAPHIE. — *Études des niveaux marins dans la Méditerranée Occidentale.* Note de M. **Jean Baussan**.

On a utilisé les observations des marégraphes de Marseille, Gênes, Civita Vecchia, Naples, Messine, Palerme, Cagliari et Alicante, et des médimarémètres de Port-Vendres, Port-Say, Bône, Alger, La Goulette, Sousse et Sfax. Des séries des moyennes mensuelles des niveaux marins dans ces ports, on a extrait la composante annuelle de ces niveaux par la méthode d'analyse harmonique de M. et Mme H. Labrouste. On a considéré l'instant où la composante





annuelle passe par son maximum à Bône, et l'on a calculé l'altitude, due à la composante envisagée, que la mer atteint à cet instant dans chaque station marémétrique étudiée. On a tracé un graphique pour chaque année en portant en abscisses les distances respectives entre les différentes stations (dans l'ordre où elles sont situées sur les côtes), et en ordonnées les altitudes calculées précédemment; on obtient ainsi une série des profils du niveau de la mer dus à la composante annuelle et contemporaine au maximum de la composante annuelle à Bône; on a obtenu de la même manière une série des profils contemporains au minimum de cette composante. On a représenté sur la figure seulement les deux profils moyens pendant les années étudiées.

On pourrait penser que les différences d'altitudes observées sont dues aux différences de phase entre les stations; mais celles-ci atteignent rarement 50 jours, ce qui représente une variation de 15 % de l'ordonnée, faible devant les écarts observés.

De l'examen des graphiques on peut tirer les remarques suivantes, compte tenu de l'observation précédente sur la phase :

1° Au même instant l'altitude de la mer passe par une série de maxima et de minima lorsque l'on se déplace le long des côtes. Ces maxima et ces minima sont intervertis tous les six mois.

2° La position sur la côte de ces maxima et minima varie légèrement chaque année; ceux-ci restent cependant dans une région bien déterminée. Leur valeur paraît varier aussi chaque année, mais n'est pas forcément connue, le nombre des stations étant insuffisant.

3° Il y a, sur les côtes, des régions où la variation annuelle du niveau de la mer est grande, d'autres où elle est petite.

Les ordonnées du graphique sont en relation évidente avec la profondeur de la mer au voisinage des côtes correspondantes. Ainsi, dans les régions Alger, Bône et Alicante, faisant partie de la fosse profonde de la mer des Baléares, on observe un maximum des altitudes, tandis que dans les régions Ajaccio et Marseille, où les fonds sont plus élevés, on observe un minimum des amplitudes, de même que dans les régions de Port-Say et de Sfax; dans la mer Thyrrhénienne, au minimum d'Ajaccio s'ajoute un autre minimum sur la côte peu profonde de l'Apennin.

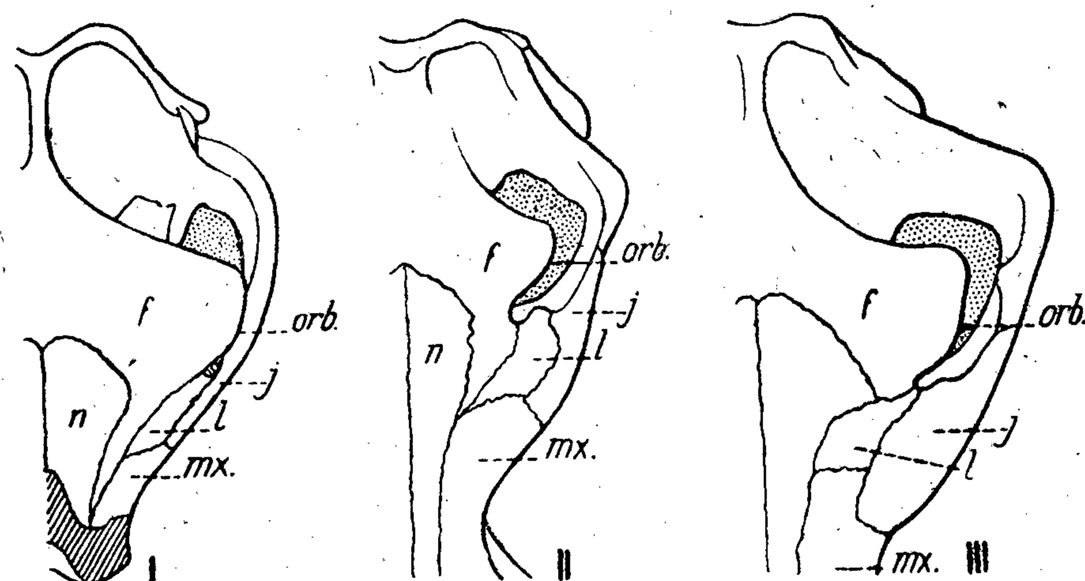
Il est regrettable qu'aucun appareil de mesure ne se trouve dans les Baléares. On aurait sans doute pu mettre en évidence l'existence d'ondes stationnaires dues à la composante annuelle, analogues à celles trouvées à Malte pour des périodes plus courtes; les résultats ci-dessus en sont peut-être un indice.

PALÉONTOLOGIE. — *Les Hippopotames fossiles d'Afrique.* Note de M. **Camille Arambourg**, présentée par M. Charles Jacob.

L'étude de l'abondant matériel recueilli dans les gisements pléistocènes de l'Omo (Abyssinie) me permet d'apporter quelques éclaircissements à l'histoire, encore obscure, des Hippopotames africains. Ces gisements m'ont en effet révélé l'existence d'un type nouveau, qui permet de relier le groupe actuel de l'*H. amphibius* à celui des Hexaprotodontes tertiaires d'Eurasie.

Il s'agit d'une forme de taille moyenne ou sub-moyenne, dont la dentition, bien que tétraprotodonte, se distingue de celle d'*H. amphibius* par un certain nombre de caractères primitifs. Mais, en outre, son crâne est remarquable par les relations des os de sa région lacrymo-nasale. Chez tous les spécimens en ma possession, ce qui exclut l'hypothèse d'une variation individuelle accidentelle, les lacrymaux sont complètement séparés des nasaux par une longue apophyse des frontaux avançant jusqu'au contact des maxillaires : en ce point, les trois sutures fronto-nasale, fronto-lacrymale et maxillo-lacrymale sont confluentes (*fig.* II). Les lacrymaux entrent, en outre, largement dans la constitution des bords orbitaires. Chez *H. amphibius*, au contraire, jamais les frontaux n'occupent cette situation et les lacrymaux sont *toujours*, chez les adultes, en large contact avec les nasaux; ils n'entrent, au surplus, que par une toute

petite portion dans la constitution des bords orbitaires (*fig.* III), et en sont même parfois complètement exclus. Par contre, chez les Hexaprotodontes fossiles de l'Inde, tels que *H. sivalensis* du Pliocène inférieur des Siwaliks, les relations des os de cette partie de la face sont celles de tous les Ongulés, et



I. *H.* (*Hexaprotodon*) *sivalensis.* — II. *H* (*Tetraprotodon*) *protamphibius.* — III. *H.* (*Tetraprotodon*) *amphibius.* — *f*, frontal; *j*, jugal; *l*, lacrymal; *n*, nasal; *m*, maxillaire; *orb*, bord supérieur de l'orbite.

notamment des Suidés : les frontaux, comme chez notre fossile, séparent largement les lacrymaux des nasaux, mais ils se poursuivent plus avant encore et s'unissent longuement aux maxillaires; les lacrymaux entrent largement dans la constitution des bords orbitaires (*fig.* I). Cette structure généralisée peut donc être considérée comme primitive; elle reparaît parfois partiellement chez certains individus non adultes d'*H amphibius,* sous la forme d'une petite languette osseuse indépendante, insérée entre l'extrémité distale du lacrymal et le nasal; ainsi l'ont signalé depuis longtemps certains anatomistes.

L'Hippopotame fossile de l'Omo correspond donc à un stade évolutif intermédiaire à celui des Hexaprotodontes et de l'Hippopotame actuel. Je proposerai de le désigner sous le nom d'*H. protamphibius* nov. sp.

On connaît, en Afrique, d'autres débris fossiles d'Hippopotames qui paraissent appartenir à des animaux au même stade évolutif que celui-ci. Andrews (1902), puis Stromer (1911) ont depuis longtemps fait connaître, du Pliocène moyen de l'Ouadi Natroun, en Égypte, dont la faune présente beaucoup de points de ressemblance avec celle de l'Omo, divers restes d'un Hippopotame de petite taille qu'ils ont attribué à *H. hipponensis* Gaudry, du Pliocène supérieur d'Algérie. Mais, *H. hipponensis,* dont les pièces types appartiennent aux collections du Muséum, est un hexaprotodonte certain, comme j'ai pu m'en assurer. Les fossiles d'Égypte sont, par contre, non moins sûrement tétraprotodontes et ne peuvent, par suite, se rattacher à *H. hipponensis.* Ce que l'on connaît de leur morphologie dentaire correspond, d'autre part, tout à fait à celle d'*H. protamphibius* dont on peut les considérer comme une mutation ascendante.

H. hipponensis est le dernier représentant, en territoire africain, d'un groupe d'hexaprotodontes dont la présence dans les parages du Bassin méditerranéen

est attestée depuis la fin du Miocène par le petit *H. Pantanellii* Joleaud, de Casino en Toscane, lui-même voisin de son contemporain hindou, *H. iravaticus*.

L'Hippopotame amphibie apparaît, sous sa forme actuelle, dès la fin du Pliocène, dans les mêmes parages méditerranéens, où il est représenté simultanément par des formes ou des races diverses : *H. major* qui, atteignant ou même excédant la taille des plus grands individus actuels, est répandu, à l'étage villafrancien, en Afrique du Nord et en Europe méridionale. Il est accompagné, dans la région constantinoise, par une forme de petite taille, signalée par Pomel, du gisement des Beni Foudda. Au début du Pléistocène, on le trouve répandu dans toute l'Europe continentale, sous sa forme et avec sa taille actuelle, et, dans l'Europe insulaire, par les petites races bien connues : *H. Pentlandi* de Sicile, *H. melitensis* de Malte et de Crête, *H. minutus* de Chypre.

Cet ensemble forme donc un groupe homogène, correspondant au dernier stade évolutif des Hippopotamidés tétraprotodontes. Il se relie, par les formes du stade *H. protamphibius*, aux hexaprotodontes circum-méditerranéens, dont *H. hipponensis* est le survivant pliocène.

PALÉOBOTANIQUE. — *Sur les plantes fossiles du Gédinnien de Vimy (Pas-de-Calais).* Note de M. **Paul Corsin**, présentée par M. Charles Jacob.

Lors du fonçage des fosses n° 1 et 1 *bis* de la Compagnie des Mines de Vimy et de Fresnoy, on a rencontré le Dévonien (Gédinnien), reposant sur le terrain houiller grâce au jeu de la grande faille de charriage du Midi, à la profondeur 150 à 625^m (1). Dans cette épaisseur de 475^m de sédiments, des restes de plantes furent recueillis. D'abord, vers 333-334^m, les travaux ont traversé une couche continue noire, dite *charbonneuse*, épaisse par places de 4 à 5^{cm}. A l'examen microscopique des surfaces polies et des lames minces qui y furent exécutées, cette couche s'est révélée uniquement composée de thalles massifs, en structure conservée, de *Nematophycus* roulés et macérés. D'autres restes, mieux préservés, ont été trouvés à 343^m, 354-355^m, 360^m, 363^m, 369^m, 560^m, 563^m, 565^m et 569-570^m. Ce sont :

1° Un axe ayant conservé son volume et sa structure (structure de *Nematophycus*) et portant de distance en distance des renflements discoïdes. Je vois en cet organe un *rhizome* de *Nematophycus* muni de crampons fixateurs.

2° Des thalles massifs, plus ou moins cylindriques ou à section transversale ovale, non roulés et à structure conservée que je rapporte à des *pétioles* de *Nematophycus*.

3° De nombreux thalles membraneux, très larges, que je considère comme étant les *feuilles* de *Nematophycus*.

4° Des organes, en forme de disque, ayant 3^{cm},5 suivant le diamètre de la section ronde, correspondant à la grande largeur de la section elliptique, 1^{cm},5 suivant le petit diamètre de cette dernière section, ainsi que des empreintes circulaires représentant sans doute ces disques aplatis. Je regarde ces organes massifs et ces empreintes circulaires comme les restes de flotteurs (aérocytes) ayant appartenu à *Nematophycus*.

5° De nombreux *Pachyteca*, dont la structure est plus ou moins bien conservée.

D'autres fosses ou sondages, traversant eux aussi les terrains dévoniens, ont livré, mais en moins grande quantité, des restes végétaux :

Pachytheca sphærica Hooker et *Haliserites Dechenianus* Goeppert ([1]) à l'Escarpelle (anc. concession de Courcelles-les-Lens), foncage de la fosse n° 7, à 140^m.

Haliserites Dechenianus ([1]) à Drocourt, fonçage de la fosse n° 4; à 245-250^m.

Enfin des débris de plantes jugés indéterminables, à Liévin, fonçage de la fosse n° 6, ainsi qu'au sondage de Bois-Bernard ([1]).

D'après ce qui précède, on voit que l'on trouve des restes de plantes dans toute l'épaisseur du Gédinnien traversé par les divers fonçages de puits de mine ou forages de la région Vimy-Liévin. Si l'on considère que les échantillons déterminés *Haliserites* peuvent fort bien être les empreintes des *tiges* de *Nematophycus*, tous ces débris de plantes se rapporteraient à des Algues, soit à *Nematophycus* Carruthers (*Prototaxites* Dawson), soit à *Pachytheca Hooker*.

I. *Nematophycus*. — Les axes portant des renflements discoïdes représentent sans doute les thalles horizontaux ou *rhizomes* de *Nematophycus*. De chaque renflement, allongé vers le bas en forme de crampon, s'élevait un thalle d'abord cylindrique qui, peu à peu, s'étirait dans un plan et prenait ainsi un contour ovale en section transversale (= pétioles). Ces pétioles pouvaient se ramifier et chaque ramification s'élargissait dans le sens du grand axe de l'ove et finalement s'étalant de plus en plus, se transformait en un thalle membraneux (*feuilles*). Les thalles foliacés ou bien des ramifications spéciales des pétioles devaient être munis de flotteurs (aérocystes).

II. *Pachytheca*. — Ces Algues étaient des petites sphères de 3 à 6^{mm} de diamètre. Étudiées au moyen de lames minces équatoriales, elles comprennent : *a*. une région médullaire, plus ou moins développée, formée de filaments pelotonnés dont les cellules atteignent 6 à 20$^{\mu}$ de largeur et 20 à 40$^{\mu}$ de longueur; *b*. une zone corticale constituée de tubes radiaires simples, ramifiés ou anastomosés, dans lesquels entrent les filaments; *c*. une couche extérieure peu épaisse. Les tubes de l'écorce sont réunis par une multitude de conduits très fins (quelques μ à 8$^{\mu}$ de largeur), mettant les filaments en communication entre eux. Suivant la largeur relative de chaque zone, la densité des filaments dans la région médullaire, les dimensions des cellules qui composent ces filaments, enfin l'allure des tubes de la zone corticale, j'ai distingué plusieurs espèces de *Pachytheca* qui seront décrites et figurées ailleurs.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la présence d'aucuboside dans* l'Eucommia ulmoides *Oliv*. (Eucommiaceæ). Note de M. **Victor Plouvier**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

L'*Eucommia ulmoides* est un arbre à fleurs dioïques qui a été surtout étudié pour la gomme qu'il contient ([1]).

Nous avons appliqué la méthode biochimique de Bourquelot à l'invertine et à l'émulsine pour l'étude glucidique de ses rameaux, feuilles fleurs et fruits.

L'action de l'invertine a provoqué, dans tous les essais, une formation de

([1]) Ch. Barrois, P. Pruvost et G. Dubois, *Mém. Soc. Géol. Nord*, 6, II, 1922, p. 11.

([1]) Voir Gab. Bertrand, *Bull. Ac. Agric.*, 29, 1943, p. 123.

sucre réducteur; les résultats suivants sont exprimés pour 100g de substance fraîche :

Écorces de grosses branches (octobre)	2g,14
Feuilles (septembre)	2,77
Fleurs femelles (avril)	0,77
Fruits (octobre)	0,75

Les indices étant presque toujours voisins de celui du saccharose (604), nous avons pensé à la présence de ce sucre dans tous les organes. Il a pu être extrait, à l'état pur, à partir des écorces et identifié par sa saveur sucrée, son pouvoir rotatoire et la réaction de Papasogli.

L'action de l'émulsine a provoqué, dans tous les essais, un retour à droite de la déviation polarimétrique avec formation de sucre réducteur :

	Sucre réducteur pour 100g.	Indice.
Écorces (octobre)	1g,63	345
Feuilles (septembre)	1,71	186
Fleurs (avril)	0,93	160
Fruits (octobre)	0,93	182

Les liquides d'essai noircissent fortement et présentent un précipité noirâtre et une faible odeur aromatique. Cela nous a fait penser à la présenee d'aucuboside, hétéroside hydrolysable par l'émulsine en glucose et en aucubigénol qui s'oxyde en noircissant. Les indices obtenus avec les feuilles, fleurs et fruits sont peu éloignés de celui de l'aucuboside (144). Dans le cas des écorces, l'indice plus élevé peut traduire la coexistence d'autres principes hydrolysables par l'émulsine. Tous les liquides d'essai présentent une déviation initiale très lévogyre, sauf dans les cas où elle est masquée par l'abondance de saccharose.

L'extraction de l'aucuboside a été effectuée sur 700g de feuilles fraîches cueillies en septembre. Celles-ci sont stabilisées et épuisées par double traitement à l'eau bouillante. Les liqueurs aqueuses réunies sont concentrées sous pression réduite à un volume de 900$^{cm^3}$. Après défécation plombique totale par 350$^{cm^3}$ d'extrait de Saturne, l'excès de plomb est éliminé par l'hydrogène sulfuré. La liqueur déféquée jaune est concentrée à un volume de 120$^{cm^3}$ environ; elle brunit sensiblement pendant la distillation (l'aucuboside est très facilement hydrolysable en milieu acide), ce qui nécessite l'addition de carbonate de calcium pour neutraliser. La liqueur résiduelle obtenue est incorporée à 500g de sable fin et le magma formé est séché, pulvérisé et épuisé dans un appareil de Soxhlet par l'acétone pendant 2 heures. La solution acétonique incolore a laissé cristalliser des aiguilles assez propres (poids brut 1g,8). Celles-ci, dissoutes dans l'acétone à 2 % d'eau, ont recristallisé, après addition d'éther, en aiguilles incolores donnant nettement la réaction de Charaux, caractéristique de l'aucuboside [2]. Elles fondent au bloc Maquenne à + 181°; ce point de fusion ne change pas si on les mélange intimement à

[2] C. Charaux, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 4, 1922, p. 568.

de l'aucuboside. En solution aqueuse, le pouvoir rotatoire de cet hétéroside hydraté, stable à l'air sec, est $\alpha_D = -162°$ (aucuboside $\alpha_D = -165°$). Il est hydrolysable par les acides et par l'émulsine, avec production de sucre réducteur, coloration et précipité noirs.

En résumé, nous avons identifié le saccharose des extraits d'*Eucommia ulmoides* et l'aucuboside de ses feuilles. Cet hétéroside existe sans doute dans tous les autres organes de la plante. Notons que l'aucuboside, découvert en 1902 par Em. Bourquelot et H. Hérissey (³) dans l'*Aucuba japonica* L., a été retrouvé depuis dans plusieurs autres plantes.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Les étapes de la croissance chez les Amphipodes Gammariens*. Note de M. **Jean-Léonide Tingaud**, présentée par M. Maurice Caullery.

I. *Croissance linéaire*. — J'ai obtenu au laboratoire le développement complet de deux espèces de Gammariens communes dans les eaux douces du Poitou, *Gammarus pulex* Sars et *Echinogammarus Berilloni* Catta, et étudié leur croissance en longueur, en mesurant les exuvies successives rejetées par un même lot d'animaux. Le graphique représentant les variations, en fonction du temps, du logarithme de la longueur du corps, se compose de trois segments de droite différant par leurs pentes et correspondant à trois phases ou étapes successives de la vie de l'individu :

1° Une *phase infantile*, au cours de laquelle le taux de croissance, identique dans les deux sexes, est relativement élevé. Évalué par l'accroissement journalier, multiplié par mille, du logarithme de la taille, ce taux de croissance est, à 13°, de 10 chez *Gammarus*, de 8,5 chez *Echinogammarus*.

2° Une *phase juvénile*, marquée par le développement, chez la femelle, d'oostégites lisses et l'apparition d'un dimorphisme sexuel dans la taille, déjà signalée chez *Gammarus Duebeni* Lillj. par Le Roux (¹). Les taux de croissance, moins élevés que ceux de période précédente, sont les suivants :

	♂.	♀.
Gammarus pulex............	4,4	3,1
Echinogammarus............	4,5	3,7

Le passage du régime infantile au régime juvénile de croissance correspond à la 7ᵉ mue, dans les deux espèces.

3° Une *phase de maturité*, débutant à la 10ᵉ mue chez *Gammarus*, à la 11ᵉ chez *Echinogammarus*, marquée par l'apparition de soies ovigères sur les oostégites des femelles et par les pontes successives, et caractérisée par des taux de croissance plus faibles

	♂.	♀.
Gammarus..................	1	0,6
Echinogammarus............	1,1	1

(³) *Comptes rendus*, 134, 1902, p. 1441.

(¹) *Bull. Biol. Fr. Belg.* (*suppl.* 16), 1933.

II. *Fréquence des mues.* — La fréquence des mues diminue au cours du développement, mais l'augmentation de la durée de l'intermue s'effectue par paliers, correspondant sensiblement aux trois phases de la croissance. Chez *Gammarus pulex* élevé à 12°, l'intervalle des mues est de 9 jours durant la phase infantile, de 12 à 15 jours durant la phase juvénile et de 20 à 25 jours durant la phase de maturité.

L'accroissement relatif de taille entre deux mues consécutives reste aussi sensiblement constant au cours de chaque étape, mais il montre une diminution brusque lors du passage d'une étape à la suivante. Le graphique représentant les variations du logarithme de la longueur du corps, en fonction du numéro d'ordre des mues, se compose de trois segments de droite, bien distincts chez la femelle. Les longueurs des exuvies successives, pendant une étape déterminée de la croissance, forment donc une progression géométrique, dont la raison, pour la période infantile, est 1,24 chez *Gammarus pulex* et 1,23 chez *Echinogammarus Berilloni*. Ces dernières valeurs sont voisines de $\sqrt[3]{2} = 1,26$, qui correspondrait à un doublement du poids du corps à chaque mue (loi de Przibram).

Ainsi l'abaissement par paliers du taux de croissance résulte de deux causes agissant dans le même sens, la diminution de la fréquence des mues et la diminution de l'accroissement relatif entre deux mues consécutives. Un abaissement de la température d'élevage espace les mues, mais ne modifie pas sensiblement l'accroissement relatif entre deux mues.

III. *Croissance relative.* — Le staae critique (prépuberté) séparant les deux premières étapes de la croissance est marqué, chez les individus de l'un des sexes ou des deux sexes, par un changement brusque des coefficients d'allométrie des organes qui sont des variants sexuels : les antennes, les gnathopodes, les uropodes de la 3e paire et le 5e segment thoracique chez les deux espèces, les antennules et le 6e segment thoracique chez *Gammarus pulex*. Chez les mâles de *Gammarus pulex*, il y a, en outre, une nouvelle variation du coefficient d'allométrie des deux paires de gnathopodes au moment de la puberté.

Les variations du taux de la croissance relative de divers organes coïncident donc avec les variations du rythme de la croissance totale et de la fréquence des mues et avec des étapes remarquables du développement sexuel. Les deux stades critiques qui permettent de subdiviser le développement post-embryonnaire des Gammariens en trois étapes sont peut-être physiologiquement homologues des mues de prépuberté et de puberté que G. Teissier (*Trav. St. Biol. Roscoff*, 1935) et P. Drach ont distinguées chez les Décapodes Brachyoures par l'étude de la croissance relative.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action de la fluorescence et de l'acide isoxanthoptérine carboxylique sur les tests d'avitaminose* B_1 *du Pigeon et du flagellé* Polytomella cæca. Note ([1]) de MM. **Michel Polonovski, René-Guy Busnel, Paul Chauchard,** Mme **Henriette Mazoué,** MM. **Marcel Pesson** et **Roger Vieillefosse,** présentée par M. Maurice Javillier.

Nous avons établi ([2]) que la fluorescyanine, extraite des écailles de Carpe, possède chez le Rat carencé en B_1, un effet correcteur sur la croissance et sur la chronaxie de cet animal. Il était nécessaire de vérifier cette action chez le Pigeon, dont l'avitaminose B_1 s'accompagne de signes beaucoup plus caractéristiques.

D'autre part, après avoir établi la nature ptérinique de la fluorescyanine et obtenu, au cours de recherches synthétiques, des substances de constitution chimique voisine, telle que l'acide isoxanthoptérine carboxylique, il nous a paru utile d'étendre nos investigations à ces ptérines de synthèse et notamment de comparer leur action vitaminique.

Aussi avons-nous administré quotidiennement à quatre Pigeons carencés en B_1, selon le régime de L. Randoin, 10γ de fluorescyanine ou 50γ d'acide isoxanthoptérine carboxylique, au moment où les chutes de poids et de température, qui précèdent immédiatement les crises polynévritiques et la mort, étaient déjà manifestes. Deux autres Pigeons servaient de témoins. Le tableau et les courbes ci-dessous témoignent des résultats nettement positifs obtenus.

	$+10\gamma$ ([a]).		$+50\gamma$ ([b]).		Témoins négatifs.	
Dates.	C.	T.	C.	T.	C.	T.
29-XI-43.......	20-40	41,3	20-40	41,6	20-40	41,2
9-XII-43.......	12-13	39	12-14	39,8	12-10	39,3
15-XII-43.......	12-40	39,4	13-40	39,3	10-10	38,6
22-XII-43.......	20-40	42	20-40	41,1	mort	–
28-XII-43.......	–	–	20-40	41,6	–	–

([a]) de fluorescyanine à partir du 9-XII-43; ([b]) d'acide isoxanthoptérine carboxylique à partir du 9-XII-43. C, chronaxie en mμF des extenseurs et fléchisseurs; T, température en degrés centigrades.

La fluorescyanine a donc une action curative sur l'avitaminose B_1 du Pigeon, à dose égale avec l'aneurine comme chez le Rat. L'acide isoxanthoptérine carboxylique, à la dose de 50γ, détermine, bien que plus tardivement et avec une intensité moins marquée, la même action curative.

Afin de vérifier, d'une part, que nos extraits étaient absolument dépourvus d'aneurine et de rechercher d'autre part si cette action positive B_1 était spécifique, nous avons utilisé la méthode de Lwoff et Dusi ([3]).

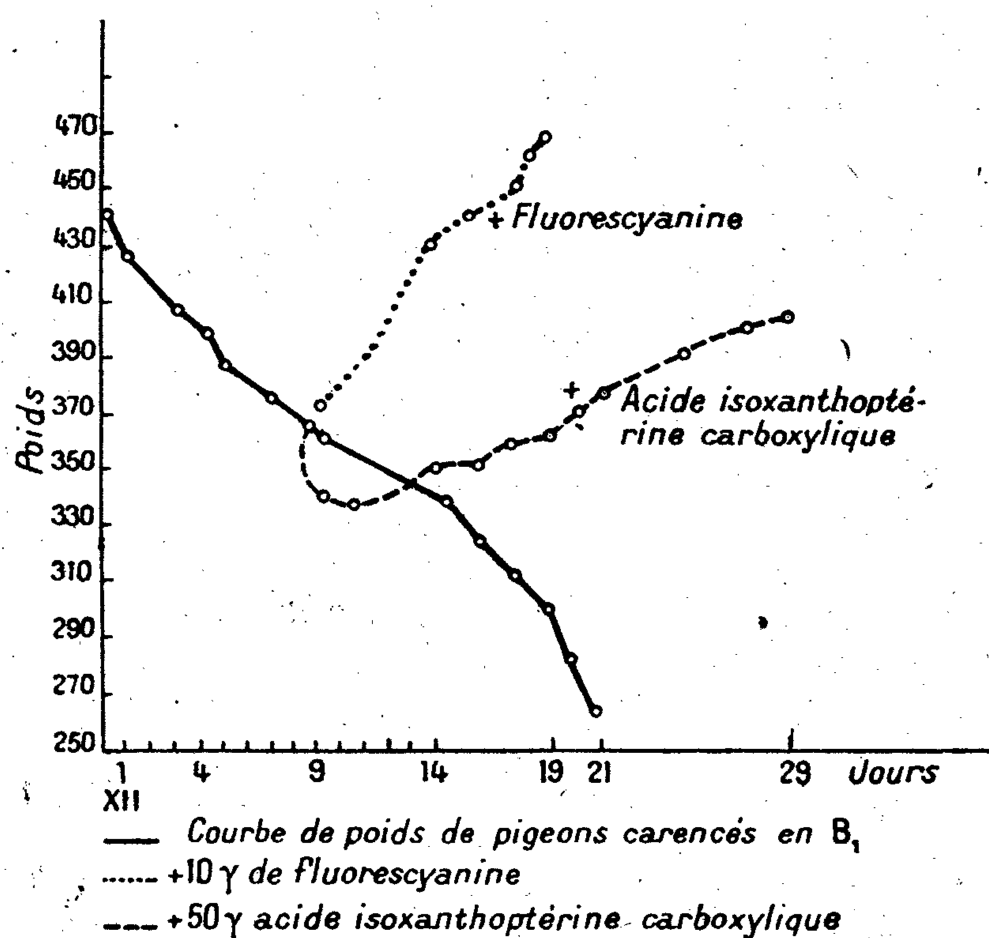
Polytomella cæca ne se multiplie qu'en présence d'aneurine (ou de pyrimidine et de thiazol). La dilution limite active de l'aneurine est voisine de $0,5.10^{-10}$. Les essais pratiqués par A. Lwoff ont montré que la fluorescya-

([1]) Séance du 27 mars 1944.

([2]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, pp. 163 et 185.

([3]) *C. R. Soc. Biol.*, **127**, 1938, p. 53; **128**, 1908, p. 238.

nine à 1/50000 est incapable d'assurer le développement du flagellé. Ceci veut dire ou bien que la fluorescyanine a une activité de plus de 400000 fois inférieure à celle de l'aneurine, ou bien que le pigment naturel que nous avons



utilisé renfermait au maximum 1/400000 d'aneurine, la fluorescyanine même étant, comme l'acide isoxanthoptérine carboxylique, totalement inactive pour *Polytomella*.

Tandis que, chez le Pigeon, la fluorescyanine et, à un degré moindre, l'acide isoxanthoptérine carboxylique exercent un effet vicariant à la vitamine B_1, il n'en est plus de même pour *Polytomella* dont les exigences sont beaucoup plus spécifiques. La parenté chimique entre les noyaux pyrimidiques des ptérines et de l'aneurine permet probablement au Pigeon d'utiliser efficacement dans son métabolisme intermédiaire, la fluorescyanine ou l'acide isoxanthoptérine carboxylique en cas de carence B_1.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la libération de la leucine et de la valine au cours de l'hydrolyse des protéines et sur la position de ces acides aminés dans la molécule protéique.* Note de MM. **Jean Roche** et **Marcel Mourgue**, présentée par M. Maurice Javillier.

L'étude de la mise en liberté des acides aminés au cours de l'hydrolyse des protéines doit *a priori* permettre, d'une part de préciser la position endopeptidique ou exopeptidique (¹) de ces corps, et d'autre part de mettre en évidence la diversité de structure des protéines. Nous nous sommes attachés à

(¹) En se basant sur la terminologie adoptée par Bergmann pour la classification des peptidases, on peut désigner par l'adjectif exopeptidique les liaisons —CO.NH— occupant l'extrémité des chaînes polypeptidiques, et par endopeptidique celles situées plus profondément dans les mêmes chaînes.

la poursuivre en ce qui concerne la leucine et la valine. Pour cela, nous avons soumis de la caséine, de l'édestine, de la globine (Lapin) et de la zéine, à l'hydrolyse par SO^4H^2 ou NaOH 6 N ou par la pancréatine et appliqué à des prises d'essai, faites à des temps successifs, la méthode de dosage de la leucine et de la valine proposée par Fromageot et Mourge (²).

Cette méthode, basée sur la formation d'acétone aux dépens du groupement isopropylique des deux acides aminés, permet de les doser lorsqu'ils sont libres ou compris dans des polypeptides du type leucyl-R ou valyl-R, mais non dans ceux du type R-leucine ou R-valine, la transformation préalable, par désamination, de la leucine et de la valine en hydroxyacides isologues rendant seule possible leur oxydation dans les conditions du dosage (³). Cette oxydation comporte des rendements en acétone différents pour la leucine, pour la valine et pour leurs polypeptides. Aussi peut-on acquérir des renseignements sur le comportement au cours de l'hydrolyse de la leucine et de la valine contenues dans les protéines, en déterminant aux divers temps de l'opération :

1° les quantités d'acétone prenant naissance par oxydation chromique sous pression (*a*) et directe (*b*) de l'hydrolysat;

2° les quantités d'acétone formées par oxydation chromique des produits de l'hydrolyse complète de la protéine (leucine et valine libres) et les pourcentages de celles-ci obtenus lors de l'oxydation sous pression (A) et directe (B) de chaque prise d'essai.

Voici quelques exemples des résultats obtenus :

Nature de la protéine et durée de l'hydrolyse (heures).		Acétone formée 1. *a*.	1. *b*.	2. A.	2. B.
Caséine	0	0,31	0,28	6,4	8,3
	2	1,83	1,08	39,2	31,9
	4	3,72	1,43	77,2	42,2
	6	3,72	2,01	77,2	59,5
	10	4,28	2,32	89,0	68,6
	16	4,28	3,25	89,0	97,2
	20	4,65	3,38	96,8	100,0
	30	4,81	3,38	100,0	100,0
Édestine	2	1,28	0,77	38,2	26,0
Globine	2	3,14	2,19	51,2	49,6
Zéine	2	1,17	0,40	20,9	16,7
Édestine	4	2,19	1,48	65,4	50,2
Globine	4	4,36	2,74	71,2	62,0
Zéine	4	2,85	0,80	51,0	33,4

1, par 100^{mg} de protéine mise en expérience: 2, pour 100 de la quantité obtenue après hydrol. totale.

Les faits suivants se dégagent de nos expériences :

I. Dans tous les cas, une fraction très minime des groupements isopropyliques des protéines est seule oxydable avant hydrolyse, comme tel est le cas

(²) *Enzymolog.*, 9, 1941, pp. 329-336.

(³) J. Roche et M. Mourgue, *Bull. Soc. Chim. Biol.* (*Trav.*), 20, 1943, pp. 1347-1357; *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 86.

pour les polypeptides du type R-leucine et R-valine. Le groupement —NH^2 de la leucine et de la valine est donc bloqué dans des liaisons peptidiques, ce blocage étant total dans la caséine et la globine, et presque total dans l'édestine et la zéine.

II. La plus grande partie des groupements isopropyliques devient oxydable par l'acide chromique dès le début de l'hydrolyse acide, alcaline ou pancréatique. A la quatrième heure d'hydrolyse sulfurique, la valeur de A, nettement supérieure à celle obtenue avec les divers polypeptides de leucine et de valine, est comprise entre 51,2 (zéine) et 77,2 (caséine). Par ailleurs, la valeur du rapport a/b est alors voisine de celle caractérisant la leucine (1,9) et divers leucylpeptides, et, lorsque l'hydrolyse se poursuit, elle diminue fortement dans les protéines riches en valine, acide aminé pour lequel elle est égale à 0,9. Il en découle que de la leucine apparaît en abondance dans les premières heures de l'hydrolyse, tandis que la valine est surtout libérée en fin de celle-ci. Le comportement des quatre protéines étudiées n'est pas rigoureusement identique à cet égard, la leucine étant plus rapidement libérée à partir de la caséine et de la globine qu'à partir de l'édestine et de la zéine.

Des faits du même ordre ont été observés au cours de la protéolyse par la pancréatine.

III. Les hydrolyses acide et alcaline ne sont pas équivalentes. La première donne plus facilement naissance à de la leucine que la seconde à partir de la caséine, tandis que le contraire a lieu à partir de la zéine.

Conclusions. — La leucine et la valine occupent chacune, dans les protéines, des positions particulières, la première seule étant en grande partie libérée au début de l'hydrolyse acide, alcaline ou pancréatique. Une fraction très importante de la leucine peut, de ce fait, être considérée comme l'acide aminé terminal de chaînes polypeptidiques. Aussi la répartition de la leucine et de la valine dans les molécules protéiques ne semble-t-elle pas présenter la périodicité uniforme prévue par la théorie de Bergmann, la leucine occupant surtout des positions exopeptidiques et la valine des positions endopeptidiques.

Enfin la diversité que présentent les modalités de l'hydrolyse des protéines étudiées (caséine, édestine, globine, zéine) montre que leur structure n'est pas identique.

A 15^h45^m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^h.

A. Lx.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 12 AVRIL 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire de Physique cosmique du Collège de France, pour la première ligne, M. *Alexandre Dauvillier* obtient 30 suffrages contre 1 à M. *Charles Bertaud*. Il y a 1 bulletin blanc.

Pour la seconde ligne, M. *Charles Bertaud* réunit l'unanimité de 29 suffrages.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre Secrétaire d'État à l'Éducation Nationale comprendra :

En première ligne.......... M. **Alexandre Dauvillier**.
En seconde ligne.......... M. **Charles Bertaud**.

CORRESPONDANCE.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la Mécanique ondulatoire des corpuscules élémentaires*. Note (¹) de M. **Bernard Kwal**.

3. Équations secondaires. — *b*. *Équations mixtes ou combinées* peuvent être formées pour $j > 1/2$, en combinant entre eux les différents systèmes d'équations primaires et, l'on obtient 2^{2j-1} combinaisons. Ainsi pour $j = 1$ faut-il considérer deux systèmes combinés

$$(11)\quad \left\{\begin{array}{ll} \text{I}\left\{\begin{array}{lll} (\partial_t+[1\times 1\times S^{1/2}])\psi=-i\varkappa[\sigma_2\times\sigma_2\times\sigma_2]\psi^*, & \mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\psi_{\alpha_1\alpha_2}=\varkappa\varphi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2}, & \mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\varphi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2}, \\ (\partial_t+[\sigma_3\times 1\times S^{1/2}])\psi=-i\varkappa[\sigma_1\times 1\times 1]\psi, & \mathcal{D}^{\dot\beta_2\alpha_2}\psi_{\alpha_1\alpha_2}=\varkappa\varphi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}, & \mathcal{D}_{\alpha_2\dot\beta_2}\varphi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}=\varkappa\psi_{\alpha_1\alpha_2}; \end{array}\right. \\ \text{II}\left\{\begin{array}{lll} (\partial_t+[\sigma_3\times 1\times S^{1/2}])\psi=-i\varkappa[\sigma_1\times 1\times 1]\psi, & \mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\psi_{\alpha_1\alpha_2}=\varkappa\varphi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2}, & \mathcal{D}_{\alpha_1\dot\beta_1}\varphi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2}=\varkappa\psi_{\alpha_1\alpha_2}, \\ (\partial_t+[1\times S^{1/2}\times 1])\psi=-i\varkappa[\sigma_2\times\sigma_2\times\sigma_2]\psi^*, & \mathcal{D}^{\dot\beta_2\alpha_2}\psi_{\alpha_1\alpha_2}=\varkappa\varphi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}, & \mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\varphi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2}. \end{array}\right. \end{array}\right.$$

Pour $j = 3/2$ il existe quatre systèmes combinés dont, faute de place ici,

---

(¹) Séance du 8 mars 1943. Voir la Note ci-dessus p. 548.

nous n'écrirons que deux

(12-I)

$$\left\{\begin{aligned}
&(\partial_t+[\sigma_3\times 1]\times[1\times 1\times S^{1/2}])\psi=-i\varkappa[1\times\sigma_1]\times[\sigma_2\times\sigma_2\times\sigma_2]\psi^*,\\
&(\partial_t+[1\times\sigma_3]\times[1\times S^{1/2}\times 1])\psi=-i\varkappa[\sigma_1\times 1]\times[\sigma_2\times\sigma_2\times\sigma_2]\psi^*,\\
&(\partial_t+[\sigma_3\times\sigma_3]\times[S^{1/2}\times 1\times 1])\psi=-i\varkappa[\sigma_1\times\sigma_1]\times[\sigma_2\times\sigma_2\times\sigma_2]\psi^*;\\
&\mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\psi_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2\alpha_3}, \qquad \mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2\dot\beta_3}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2\dot\beta_3},\\
&\mathcal{D}^{\dot\beta_2\alpha_2}\psi_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}, \qquad \mathcal{D}_{\alpha_2\dot\beta_2}\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2\dot\beta_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1\alpha_2}{}^{\dot\beta_2},\\
&\mathcal{D}^{\dot\beta_3\alpha_3}\psi_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1\alpha_2}{}^{\dot\beta_3}, \qquad \mathcal{D}_{\alpha_3\dot\beta_3}\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2\dot\beta_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}{}_{\alpha_3};\\
&\mathcal{D}_{\alpha_3\dot\beta_1}\psi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2}{}^{\dot\beta_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1\alpha_2}{}^{\dot\beta_3}, \qquad \mathcal{D}_{\alpha_1\dot\beta_1}\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}{}_{\alpha_3},\\
&\mathcal{D}^{\dot\beta_2\alpha_2}\psi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2}{}^{\dot\beta_3}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2\dot\beta_3}, \qquad \mathcal{D}_{\alpha_2\dot\beta_2}\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2\alpha_3},\\
&\mathcal{D}_{\alpha_3\dot\beta_3}\psi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2}{}^{\dot\beta_3}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2\alpha_3}, \qquad \mathcal{D}^{\dot\beta_3\alpha_3}\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2\dot\beta_3};
\end{aligned}\right.$$

(12-II)

$$\left\{\begin{aligned}
&\partial_t+[1\times 1]\times[1\times 1\times S^{1/2}]\psi=-i\varkappa[1\times\sigma_1]\times[\sigma_2\times\sigma_2\times\sigma_2]\psi^*,\\
&\partial_t+[\sigma_3\times\sigma_3]\times[1\times S^{1/2}\times 1]\psi=\varkappa[\sigma_1\times 1]\times[1\times 1\times 1]\psi R,\\
&\partial_t+[1\times\sigma_3]\times[S^{1/2}\times 1\times 1]\psi=\varkappa[\sigma_1\times\sigma_1]\times[1\times 1\times 1]\psi R;\\
&\mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\psi_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2\alpha_3}, \qquad \mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2\dot\beta_3}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2\dot\beta_3},\\
&\mathcal{D}^{\dot\beta_2\alpha_2}\psi_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}R, \qquad \mathcal{D}_{\alpha_2\dot\beta_2}\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2\dot\beta_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1\alpha_2}{}^{\dot\beta_3}R,\\
&\mathcal{D}^{\dot\beta_3\alpha_3}\psi_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1\alpha_2}{}^{\dot\beta_3}R, \qquad \mathcal{D}_{\alpha_3\dot\beta_3}\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2\dot\beta_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}R;\\
&\mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}, \qquad \mathcal{D}^{\dot\beta_1\alpha_1}\psi_{\alpha_1\alpha_2}{}^{\dot\beta_3}=\varkappa\psi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2}{}^{\dot\beta_3},\\
&\mathcal{D}_{\alpha_2\dot\beta_2}\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}R, \qquad \mathcal{D}^{\dot\beta_2\alpha_2}\psi_{\alpha_1\alpha_2}{}^{\dot\beta_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2\dot\beta_3}R,\\
&\mathcal{D}^{\dot\beta_3\alpha_3}\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2\dot\beta_3}R, \qquad \mathcal{D}_{\alpha_3\dot\beta_3}\psi_{\alpha_1\alpha_2}{}^{\dot\beta_3}=\varkappa\psi_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}R.
\end{aligned}\right.$$

Dans les deux autres systèmes ce sont soit les fonctions $\psi^{\beta_1}{}_{\alpha_2\alpha_3}$ et $\psi_{\alpha_1\alpha_2}{}^{\beta_2}$ soit les fonctions $\psi^{\dot\beta_1}{}_{\alpha_2\alpha_3}$ et $\psi_{\alpha_1}{}^{\dot\beta_2}{}_{\alpha_3}$ qui figurent dans deux des termes de masse (désignés par la lettre R) sans être conjuguées complexes des fonctions figurant dans les membres de gauche.

D'une manière générale, lorsque $2j$ *est un nombre impair*, les systèmes combinés font intervenir $0, 2, 4, \ldots, 2j-1$ termes de masse du type R, le nombre de systèmes avec $2k$ termes R étant égal à $C_{2j-1}^{2j-2k-1}$. Les $2j$ fonctions qui interviennent dans les systèmes à $2k$ termes R sont les suivantes : 1 fonction $\psi_{\alpha_1}\ldots\psi_{\alpha_{2j}}$, k fonctions de la forme

$$\psi_{\alpha_1}\ldots{}^{\dot\beta_{ln_1}}\ldots{}_{\alpha_{2j}}, \qquad \left(\sum_{n=0}^{k} C_{2j-1}^{2j-2n-1}+1\leqq l\leqq\sum_{n=0}^{k-1} C_{2j-1}^{2j-2k-1}\right),$$

$2j-k$ fonctions de la forme

$$\psi^{\beta_1}\ldots{}_{\alpha_{lm_1}}\ldots{}^{\dot\beta_{2j}} \qquad (n=1\ldots k,\ m=k+1,\ \ldots,\ 2j),$$

C_k^2 f. de la forme $\psi_{\alpha_1}\ldots{}^{\dot\beta_{ln_1}}\ldots{}^{\dot\beta_{ln_2}}\ldots{}_{\alpha_{2j}}$, C_{2j-k}^2 f. de la forme $\psi_{\alpha_1}\ldots{}^{\dot\beta_{lm_1}}\ldots{}^{\dot\beta_{lm_2}}\ldots{}_{\alpha_{2j}}$, $C_k^1 C_{2j-k}^1$ f. de la forme $\psi^{\dot\beta_1}\ldots{}_{\alpha_{ln_1}}\ldots{}_{\alpha_{lm_1}}\ldots{}^{\dot\beta_{2j}}$ etc. C_k^s f. de la forme $\psi_{\alpha_1}\ldots{}^{\dot\beta_{ln_1}}\ldots{}^{\dot\beta_{ln_s}}\ldots{}_{\alpha_{2j}}$, C_{2j-k}^s f. de la forme $\psi_{\alpha_1}\ldots{}^{\dot\beta_{lm_1}}\ldots\ldots{}^{\dot\beta_{lm_s}}\ldots{}_{\alpha_2}$ si s est pair ou de la forme

$\psi^{\dot\beta_1}{}_{\cdots\alpha_{lm_1}\cdots\cdots\alpha_{lu_s}\cdots}{}^{\dot\beta_{2j}}$ si s est pair, $C_k^{s-t}.C_{2j-k}^t$ f. de la forme

$$\psi_{\alpha_1\cdots}{}^{\dot\beta_{n_s}\cdots\dot\beta_{n_s-t}\cdots\dot\beta_{lm_1}\cdots\cdots\dot\beta_{lm_t}}{}_{\cdots\alpha_{2j}}$$

si t est pair ou de la forme $\psi^{\dot\beta_1}{}_{\cdots\alpha_{n_s}\cdots\cdots\alpha_{n_s-t}\cdots\alpha_{lm_1}\cdots\cdots\alpha_{lm_t}\cdots}{}^{\dot\beta_{2j}}$ si t est impair.

Lorsque $2j$ *est un nombre pair*, il existe $1, 2, \ldots, 2j-1$ termes de masse du type R et les $2j$ fonctions qui figurent dans les systèmes à $2k-1$ termes R peuvent être classées de la même manière que précédemment.

c. *Équations mixtes-composées.* — A partir de chaque système mixte nous pouvons former des systèmes composés, caractérisés par les termes de masse uniquement du type R. On démontre que, pour chaque valeur de j, les 2^{2j-1} systèmes mixtes-composés du même degré sont équivalents entre eux. Ainsi n'existe-t-il qu'un seul système mixte-composé indépendant, qui pour $j=1$ s'identifie avec le système d'équations de la théorie du photon de M. Louis de Broglie et, pour $j=2$ avec le système d'équations de Mme Tonnelat.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur l'attaque anodique du fer et la formation d'un boroferrite par électrolyse ignée.* Note de MM. **Jean-Lucien Andrieux** et **Georges Weiss**, présentée par M. Paul Lebeau.

Les produits qui se forment en électrolysant les composés oxygénés à l'état fondu, au moyen d'une baguette de fer servant d'anode, sont de nature très variée : leur composition dépend surtout de celle des bains employés. Voici quelques-uns des résultats obtenus en prenant comme bains d'électrolyse le peroxyde de sodium, la soude et le métaborate de sodium.

Le dispositif expérimental est celui que nous avons employé dans nos recherches antérieures [1] : un creuset en fer ou en carbone amorphe de 48^{mm} de diamètre intérieur et 45^{mm} de profondeur fonctionne comme cathode. L'anode est constituée par une tige en fer de 4^{mm} de diamètre qui plonge de 20^{mm} environ dans le bain fondu; comme elle est rapidement oxydée pendant l'expérience, on l'enfonce progressivement, de façon à maintenir l'intensité du courant et la température à des valeurs sensiblement constantes.

1° *Attaque anodique du fer dans le peroxyde de sodium fondu.* — Conditions des expériences : creuset cathodique en fer, 450-500°, 12 V, 14 A, durée 1 heure.

La masse rouge obtenue, traitée après refroidissement par une solution de soude, donne une liqueur rouge et un précipité de même couleur. L'analyse de la solution rouge montre qu'elle contient du ferrate de sodium.

Le précipité rouge est formé des deux hydroxydes de fer $Fe^2O^3, H^2O\alpha$ et $Fe^2O^3,H^2O\gamma$. Le premier, non magnétique, est un produit de décomposition du ferrate de sodium formé en majeure partie à l'anode, tandis que le second

---

(1) J.-L. Andrieux, *Thèse*, Paris, 1929.

provient de la décomposition du ferrite de sodium formé dans la région cathodique. L'hydroxyde Fe^2O^3, $H^2O\gamma$ ainsi obtenu vieillit rapidement.

Le produit cathodique ne contient pas de fer métallique, c'est du sodium qui se sépare; l'oxyde Fe^2O^3 joue le rôle d'anhydride.

2° *Attaque anodique du fer dans la soude fondue.* — Conditions des expériences : creuset cathodique en fer, 450-500°, 9 V, 10 A, durée 1 heure.

Le produit cathodique est constitué par du sodium et de la magnétite microcristalline, vieillissant rapidement, répondant à la description donnée par Girard ([2]).

3° *Attaque anodique du fer dans le métaborate de sodium. Préparation d'un boroferrite ferreux basique.* — On électrolyse, dans un creuset en charbon, des bains ayant la composition approximative du métaborate de sodium, obtenu en fondant un mélange en proportions convenables de borax et de carbonate de sodium, avec ou sans addition de fluorure de sodium.

La température est maintenue à 950° environ; l'intensité est de l'ordre de 25 A sous 7 V. L'anode de fer s'attaque rapidement, mais on arrive à maintenir l'intensité sensiblement constante en enfonçant progressivement l'anode. On poursuit l'électrolyse pendant 1 à 2 heures.

Après refroidissement, on isole le produit formé en traitant la masse par l'acide azotique dilué à chaud. On obtient des cristaux noirs, qui, examinés au microscope, laissent découvrir deux constituants distincts : l'un, cristallisé en octaèdres, fortement ferromagnétique, l'autre très faiblement magnétique, cristallisé en aiguilles. On sépare les deux constituants par triage magnétique.

La détermination du point de Curie montre que le constituant ferromagnétique est de la magnétite Fe^3O^4. L'analyse des cristaux en aiguilles donne les résultats suivants :

	Trouvé.			Calculé pour B^2O^3, Fe^2O^3, $4FeO$.
Fe total %	64,2	64,7	64,3	64,8
Fe trivalent	21,6	21,9	21,4	21,6
Fe bivalent	42,6	42,8	42,9	43,2
B	4,18	4,5	4,4	4,24

Ce produit semble donc être un boroferrite ferreux basique, de formule B^2O^3, Fe^2O^3, $4FeO$, inconnu jusqu'à maintenant.

Il est formé d'aiguilles noires d'un bel éclat, de densité 4,50. Son diagramme aux rayons X révèle une structure complexe rappelant celle des ferrites.

Ce corps est inattaquable par l'acide azotique chaud ou froid, quelle que soit la concentration. L'acide chlorhydrique concentré l'attaque, même à froid; cette attaque est rapide à l'ébullition, même avec l'acide étendu. L'acide sulfurique concentré a une action lente, mais l'acide étendu de son volume d'eau produit une attaque rapide à chaud.

([2]) *Thèse*, Lille, 1933.

Les alcalis, de même que le peroxyde de sodium, à l'état fondu, le désagrègent rapidement.

Il est intéressant de remarquer que le boroferrite que nous avons obtenu possède une formule analogue à celle de l'aluminoferrite de calcium $Al^2O^3, Fe^2O^3, 4CaO$, dont l'existence a été signalée par Hansen, Brownmiller et Bogue ([3]).

OPTIQUE. — *Étude de la durée de vie moyenne des atomes de mercure excités par des fréquences voisines de celles de la résonance.* Note ([1]) de M. **Robert Lennuier.**

Nous avons indiqué ([2]) que les atomes de mercure excités par la raie 2537 Å, fortement renversée au centre de chacune de ses composantes hyperfines, paraissent posséder une durée de passage par leur état excité très inférieure à la durée de vie moyenne normale dans cet état. Poursuivant l'étude de ce phénomène, nous avons tracé les courbes de variation de la polarisation P du rayonnement réémis par les atomes excités, en fonction de l'intensité H du champ magnétique qui leur est appliqué parallèlement à la direction d'observation; dans les expériences dont nous allons donner les résultats, la lumière incidente est naturelle; elle traverse une cuve absorbante remplie de vapeur de mercure dont l'absorption, compte tenu de celle qu'introduit le tube à résonance lui-même, correspond à celle d'une couche de vapeur de mercure de 10^{cm} d'épaisseur sous une pression p que nous avons fait varier de 5.10^{-4} mm à 3.10^{-1} mm. Le calcul théorique ([3]) de la demi-largeur ε du renversement montre que, dans ces conditions, celle-ci est toujours supérieure à $2,7\,(\Delta\nu_D/2)$, $\Delta\nu_D$ étant la largeur Doppler correspondant à la température du tube à résonance lorsque celle-ci est voisine de 15°C. :

$$\frac{\Delta\nu_D}{2} = 0,52.10^9\ \text{sec}^{-1}, \qquad \text{soit } 10^{-3}\ \text{Å}.$$

Résultats. — Ces fréquences incidentes donnent lieu à deux types bien distincts d'interactions de la lumière avec les atomes de mercure :

a. une interaction conférant aux atomes excités une durée de vie moyenne τ, que nous avons trouvée égale à $1,0.10^{-7}$ sec, ce qui l'identifie, aux erreurs de mesure près, avec la valeur $1,1.10^{-7}$ sec communément admise pour la durée de vie normale de l'état $^3P_1$ du mercure;

b. une interaction conférant aux atomes excités une durée de vie τ' bien plus courte, *variable avec les fréquences excitatrices, et fonction décroissante de*

([1]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 50, 1928, p. 396.

([1]) Séance du 27 mars 1943.

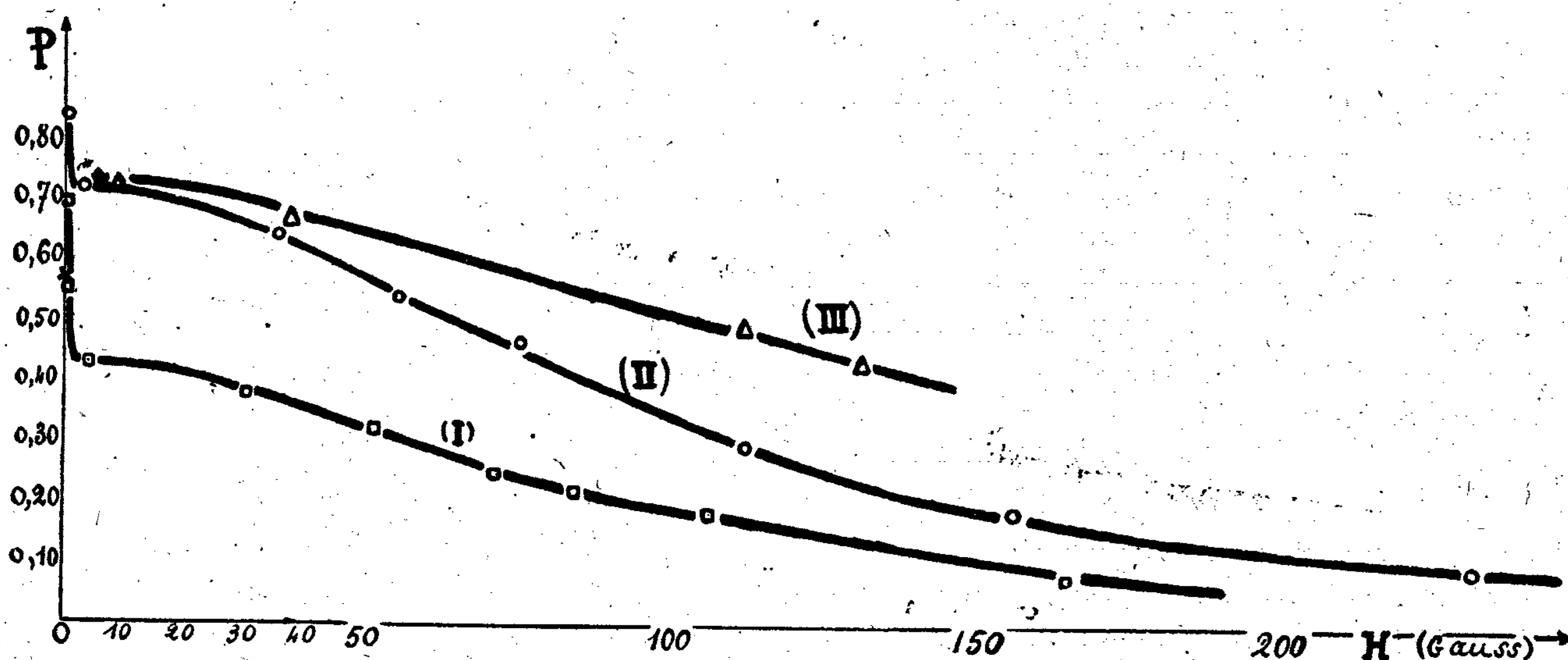
([2]) *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 153.

([3]) A. Mitchell and M. Zemansky, *Resonance Radiation and excited Atoms*, Cambridge, 1934, pp. 99 et 321.

l'écart entre ces dernières et le centre de chaque composante hyperfine. Nous avons trouvé par exemple, la pression du tube à résonance étant 10^{-3} mm :

p.	ε.	τ'.
$1,0.10^{-2}$ mm	$3,3\frac{\Delta\nu_D}{2}$	$4,4.10^{-10}$ sec
2,7	3,8	3,9.
13,5.	$>4,5$	2,4.

La figure ci-dessous reproduit les courbes expérimentales (I), (II), (III), relatives à ces trois valeurs de p.



Ces deux types d'interactions se produisent simultanément, les émissions qui en résultent se superposent, et les fréquences réémises paraissent coïncider, dans un cas comme dans l'autre, avec les fréquences excitatrices. *Mais les importances relatives de ces deux interactions varient considérablement avec p,* ainsi que le montre le tableau suivant donnant, pour quelques valeurs de p, la proportion α du rayonnement dû aux atomes de durée de vie normale τ :

p(mm)...........	5.10^{-4}.	$1,0.10^{-2}$.	$2,7.10^{-2}$.	13.10^{-2}.
ε.............	$2,7\frac{\Delta\nu_D}{2}$	$3,3\frac{\Delta\nu_D}{2}$	$3,8\frac{\Delta\nu_D}{2}$	$>4,5\frac{\Delta\nu_D}{2}$
α............	0,90	0,57	0,28	0,27

Ces faits expliquent l'allure des courbes de la figure, caractérisées par une chute verticale entre 0 et 2 gauss. La polarisation de l'émission dans son ensemble répond, au degré de précision des mesures, à la loi simple admise comme première approximation

$$P = \alpha \frac{P_0}{1+\left(\frac{e}{m}gH\tau\right)^2} + (1-\alpha)\frac{P'_0}{1+\left(\frac{e}{m}gH\tau'\right)^2} \qquad \left(g=\frac{3}{2}\right).$$

De ces résultats nous avons en outre pu conclure que $P'_0 = 1$. Par contre P_0 a une valeur voisine de celle que l'on déduit de l'effet Zeeman hyperfin du niveau $^3P_1$, compte tenu de la dépolarisation par chocs mesurée par

Keussler ([4]) et du fait que la lumière incidente est naturelle (à 0° nous avons trouvé $P_0 = 0,47 \pm 0,05$).

Il n'est pas possible de mesurer τ' avec précision lorsque p est faible (de l'ordre de 10^{-3} mm), car l'interaction du premier type est alors trop prépondérante.

Ces faits nous paraissent établir d'une manière certaine que la durée du passage de l'atome diffusant par son état excité varie en sens inverse de l'écart entre la fréquence propre de cet atome et la fréquence du rayonnement incident.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Détermination du coefficient de diffusion dans le système fer γ-nickel.* Note de M. **Pierre Chevenard**, présentée par M. Léon Guillet.

Pour étudier la diffusion métallique à l'état solide, on peut recourir à des méthodes *directes* ou *indirectes* ([1]). Dans les premières on détermine la concentration c de la solution solide au voisinage d'une surface isochimique d'abscisse x après un recuit de durée t à la température Θ, alors que les dernières font appel à la variation d'une propriété globale ou moyenne d'un agrégat. L'attention a déjà été attirée ([2]) sur les avantages de la méthode thermomagnétique utilisée comme méthode indirecte et appliquée à des *multilames;* une nouvelle élaboration des courbes aimantation-température, basée sur la mesure précise du point de Curie le plus élevé, fait apparaître la méthode thermomagnétique sous un nouvel aspect et conduit à déterminer le coefficient de diffusion dans le système fer γ-nickel.

En effet la température de ce point de Curie fait connaître la teneur en nickel au cœur des lamelles les plus riches, et les conditions d'une *méthode directe* se trouvent réalisées : $\Theta = \text{const.}$; $x = \text{const.}$; $c = f(t)$. Ayant obtenu la courbe $c = f(t)$, on peut évaluer le coefficient D défini par l'équation de diffusion $\partial c/\partial t = D(\partial^2 c/\partial x^2)$, et même étudier la variation de D avec la concentration.

Les expériences ont porté sur un agrégat multilame formé de deux ferronickels à 37,7 et à 49,1 % Ni, aux lamelles paires et impaires d'égale épaisseur. Dès le début de la diffusion, la teneur en nickel tombe à la moyenne 43,4 % le long des surfaces de soudure de la multilame, et elle s'y maintient.

Dans ces conditions le présent problème a pour analogue un problème de conduction thermique déjà résolu : une lame chauffée uniformément étant plongée dans un liquide froid, quelle est, dans le temps, la variation de la température à mi-épaisseur ? Prenons pour origine des concentrations celle de l'agrégat homogénéisé; appelons c_0 la concentration initiale des lamelles les

---

([4]) *Annalen der Phys.*, **82**, 1927, p. 813.

([1]) P. Chevenard et A. Portevin, *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 71.

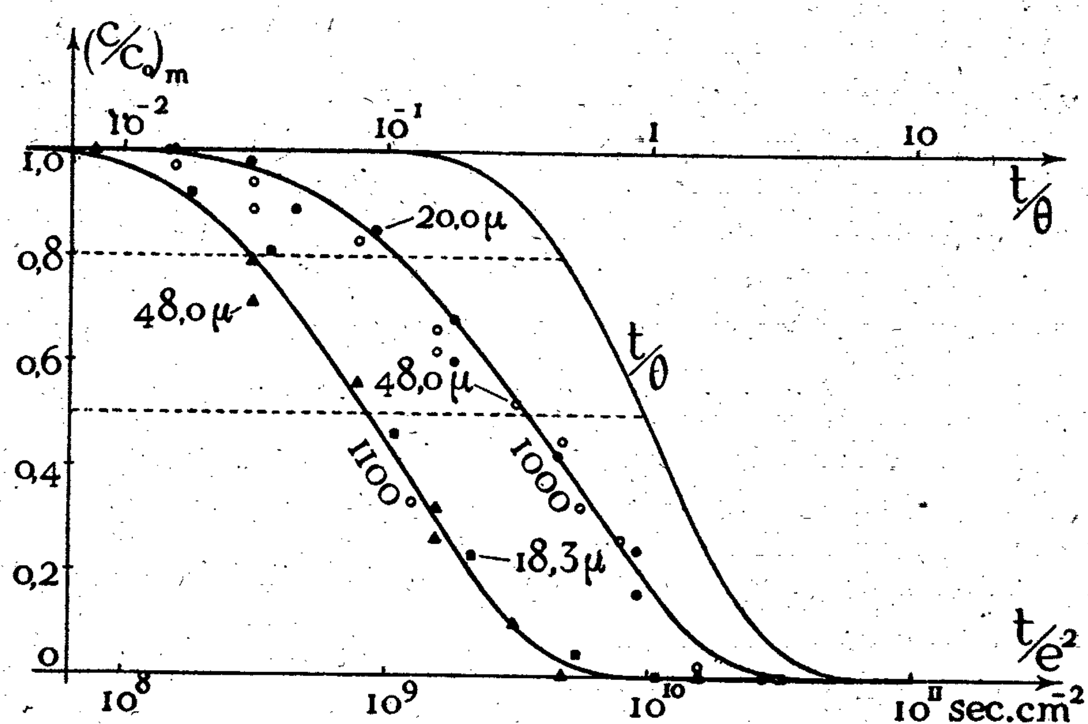
([2]) P. Chevenard et X. Waché, *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 612; **217**, 1943, p. 691.

plus riches, désignons par $\mathbf{e}$ l'épaisseur des lamelles et par θ une durée définie par $\theta = \mathbf{e}^2/\pi^2 D$. Le rapport $(c/c_0)_m$ au cœur des lamelles a pour expression

$$\left(\frac{c}{c_0}\right)_m = \frac{4}{\pi}\left[e^{-\frac{t}{\theta}} - \frac{1}{3}e^{-\frac{9t}{\theta}} + \frac{1}{5}e^{-\frac{25t}{\theta}} - \frac{1}{7}e^{-\frac{49t}{\theta}} + \ldots\right].$$

Sur le diagramme semi-logarithmique, la courbe repérée t/θ représente $(c/c_0)_m$ ainsi calculé, tandis que les deux autres courbes traduisent les résultats d'expériences pour plusieurs épaisseurs de lamelles et pour deux températures de recuit 1000° et 1100° C.

1° Ayant choisi $t/\mathbf{e}^2$ pour abscisses, les points expérimentaux relatifs à une même température se placent sensiblement sur la même courbe. Ainsi, confor-



mément à la théorie de la diffusion, la durée du recuit nécessaire pour atteindre un degré d'homogénéisation donné croît comme le carré de l'épaisseur.

2° Les deux courbes expérimentales 1000° et 1100° sont quasi parallèles et leur distance moyenne coïncide à 5 % près avec celle que prévoit la loi d'Arrhenius en $e^{-Q/RT}$, des expériences antérieures ayant fait connaître la chaleur moyenne de diffusion $Q = 52\,000$ cal/at-g.

3° Les courbes expérimentales $(c/c_0)_m$ et la courbe calculée t/θ ont une parenté d'allure évidente, mais ne sont pas superposables : leur défaut de parallélisme tient à une variation du coefficient D avec la concentration. A une valeur donnée de $(c/c_0)_m$, 0,8 par exemple, correspond sur la courbe calculée $t/\theta = (t/\mathbf{e}^2)\pi^2 D = 0,46$ et, sur la courbe expérimentale de 1000°,

$$\frac{t}{\mathbf{e}^2} = 10,8.10^8 \text{ sec-cm}^{-2}, \quad \text{d'où} \quad D = 0,44.10^{-10} \text{ cm}^2\text{-sec}^{-1}.$$

Pour $(c/c_0)_m = 0,5$, on obtient une valeur plus faible,

$$D = 0,28.10^{-10} \text{ cm}^2\text{-sec}^{-1}.$$

4° Il est intéressant de rapprocher ces résultats de la valeur de D, calculée d'après la formule de Dushman et Langmuir $D = (Q\delta/Nh)\,e^{-Q/RT}$. La distance δ de deux atomes voisins est ici 2,53 Å; N, h et R sont respectivement les

constantes d'Avogadro, de Planck et des gaz parfaits. On trouve

$$D = 1,6.10^{-10}\ \mathrm{cm^2\text{-}sec^{-1}},$$

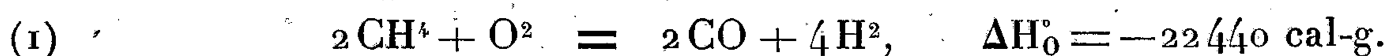
soit 3,6 fois le premier des chiffres expérimentaux.

Ce désaccord, explicable en partie par le caractère hypothétique de la théorie de Dushman et Langmuir, peut avoir aussi pour cause une variation de la chaleur Q avec la concentration : il suffirait de porter Q à 56800 cal/at-g pour faire concorder les deux nombres.

5° Au moyen des données qui précèdent, il est possible de chiffrer l'extraordinaire lenteur de la diffusion aux basses températures dans le système fer γ-nickel. Supposons des lamelles ayant pour épaisseur cinq espaces interatomiques seulement (12,7 Å) et calculons le temps nécessaire à 0° C. pour réduire de moitié l'indice d'hétérogénéité initial : on trouve plus de 500 milliards de milliards de siècles! Comme la dilatation de l'invar exempt de carbone s'effectue sans hystérésis thermique, même au-dessous de 0°, il faut définitivement proscrire les théories des ferronickels réversibles qui font intervenir des réactions entre phases.

CINÉTIQUE CHIMIQUE. — *Sur le mécanisme de la conversion catalytique du méthane par combustion ménagée.* Note de MM. **Charles Eichner, Marcel Perrin** et **Marcel Prettre**.

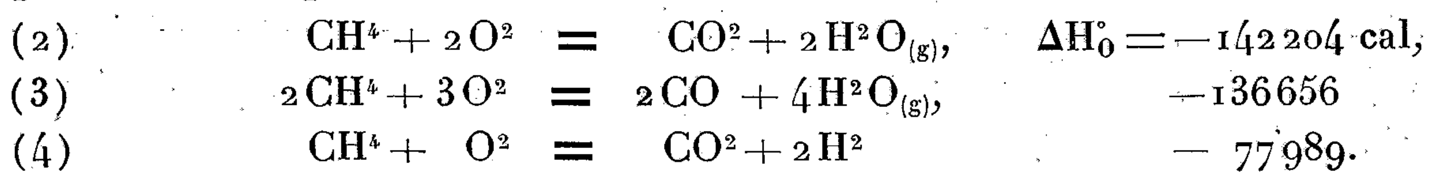
Il est généralement admis que la transformation du méthane en oxyde de carbone et hydrogène par action d'une dose limitée d'oxygène se produit sensiblement selon l'équation



(1) $2CH^4 + O^2 = 2CO + 4H^2, \quad \Delta H^\circ_0 = -22440$ cal-g.

Mais une telle réaction ne peut se produire en phase homogène, c'est-à-dire dans la flamme, sans dissociation d'une partie du méthane en ses éléments. Il faut utiliser une masse de contact pour éviter cette décomposition.

L'analyse thermique d'une colonne de catalyseur, initialement portée à une température uniforme, nous a montré que l'envoi du mélange réactionnel sur cette colonne entraîne une élévation de température au voisinage du point d'entrée des gaz et une baisse de température au delà. La transformation se produit donc en deux étapes. Une réaction exothermique de combustion est suivie par une réaction endothermique qui ne peut être que la conversion du méthane restant par ses produits d'oxydation complète, vapeur d'eau et gaz carbonique. Nous avons constaté aussi que, sur tout catalyseur, les gaz sortants titrent en dessous de 1000° C. des doses de méthane bien supérieures à celles qui résulteraient de la réalisation de l'équilibre (1). Les réactions catalytiques de combustion, susceptibles de fournir un agent au moins de conversion, ne peuvent être que

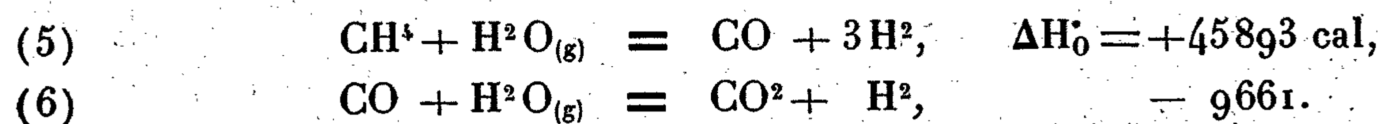


(2) $CH^4 + 2O^2 = CO^2 + 2H^2O_{(g)}, \quad \Delta H^\circ_0 = -142204$ cal,

(3) $2CH^4 + 3O^2 = 2CO + 4H^2O_{(g)}, \quad -136656$

(4) $CH^4 + O^2 = CO^2 + 2H^2 \quad -77989.$

Puis la conversion du méthane restant est le fait des deux équilibres simultanés et indépendants



(5) $CH^4 + H^2O_{(g)} = CO + 3H^2, \quad \Delta H_0^\circ = +45893$ cal,

(6) $CO + H^2O_{(g)} = CO^2 + H^2, \quad - 9661.$

Le rendement limité de la réaction (5) en dessous de 1000° explique la présence de doses notables de méthane dans les gaz sortants.

Il est aisé de calculer *a priori* la composition de la phase gazeuse résultant des équilibres (5) et (6) après consommation de tout l'oxygène d'un mélange initial donné par une des réactions (2), (3) ou (4) que l'on peut utiliser indifféremment d'après le principe de l'état initial et de l'état final. Nous avons employé, pour ce calcul, les variations d'enthalpie au zéro absolu mentionnées après chaque équation ([1]), et les énergies libres molaires publiées par Pitzer ([2]) et calculées à partir des données spectrales. Le système de deux équations, obtenu par application de la loi d'action des masses aux réactions (5) et (6), a été résolu par approximations successives.

Dans certaines conditions de température et de temps de contact, un catalyseur actif fournit un mélange gazeux dont la composition est en bon accord avec les résultats calculés *a priori*, comme le montrent les chiffres du tableau suivant :

Température (°C.).....	870.	860.	790.	775.	725.
Mélange initial, O^2-CH^4	0,53	0,54	0,56	0,54	0,53
Méthane % calculé	0,80	0,70	1,75	2,45	5,15
» trouvé	0,70	0,75	1,90	2,30	4,95
Hydrogène % calculé	65,55	65,45	64,20	63,75	61,65
» trouvé	65,70	64,70	64,00	64,40	61,80
Oxyde de carbone % calculé	32,80	32,70	31,80	31,50	29,80
» trouvé	32,80	33,50	32,35	31,35	30,60
Gaz carbonique % calculé	0,85	1,15	2,20	2,05	3,15
» trouvé	0,70	1,05	2,00	2,00	2,90
Vapeur (% supplémentaire) calculé...	2,02	2,60	3,90	3,55	4,55
» trouvé...	2,97	3,11	4,66	4,25	4,10

Mais l'intérêt principal de ce travail réside dans la confrontation des résultats du calcul avec ceux des essais dans lesquels les équilibres de conversion ne sont pas atteints. Le mélange gazeux final titre alors un excès des agents de conversion produits par la réaction de combustion qu'il est ainsi possible d'identifier.

Dans presque tous les cas, c'est la combustion complète selon (2) qui se produit. Les gaz sortants titrent à la fois un excès de vapeur d'eau et de gaz carbonique quand l'équilibre n'est pas atteint. C'est ce qui ressort des chiffres ci-après :

([1]) D'après les données de Rossini, *Chem. Rev.*, 27, 1940, p. 1.

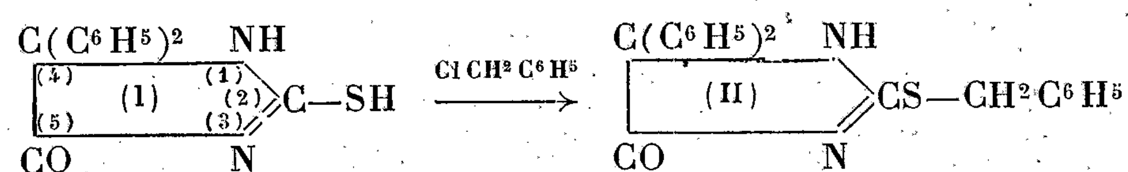
([2]) *Loc. cit.*, p. 39.

Température (°C).....	858.	830.	815.	808.	807.
Mélange initial, O^2-CH^4..............	0,53	0,51	0,53	0,55	0,59
Gaz carbonique % calculé............	0,95	0,82	1,35	1,60	2,35
» trouvé.............	1,35	2,60	3,95	5,85	6,80
Vapeur d'eau % calculé...............	2,10	1,65	2,50	3,15	4,40
» trouvé................	3,50	7,50	8,15	11,25	13,50

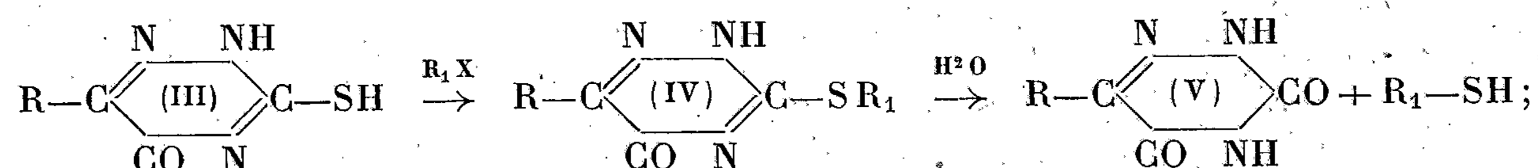
Cependant quelques masses de contact provoquent la combustion selon (3), la vapeur d'eau étant en excès dans les gaz sortants, alors que le gaz carbonique est en défaut. Par contre aucune expérience n'a fourni simultanément plus de gaz carbonique et moins de vapeur d'eau qu'il n'en est prévu à l'équilibre, ce qui autorise à rejeter la réaction (4) de combustion.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques propriétés des thiohydantoïnes disubstituées en 5.5. Comparaison entre les cycles sulfoxotriazinique et thiohydantoïnique.* Note de MM. **Eugène Cattelain** et **Pierre Chabrier**, présentée par M. Marcel Delépine.

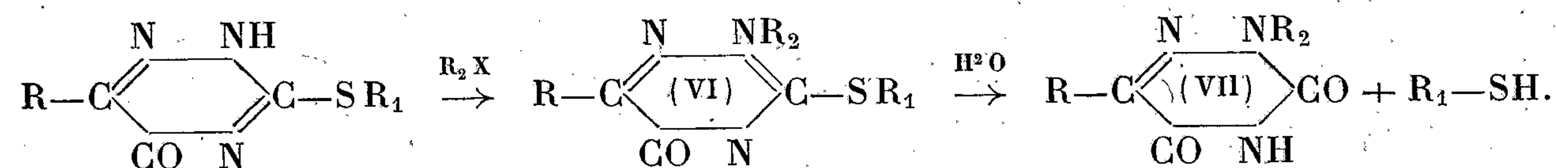
H. Biltz [1] a montré que la diphényl-5.5 thiohydantoïne (I), traitée en milieu alcalin par le chlorure de benzyle, conduisait au dérivé monobenzylé-2 (II)



L'un de nous [2], étudiant les propriétés des sulfoxotriazines (III), hétérocycle découvert par J. Bougault et L. Daniel [3], a constaté que ces composés : 1° donnaient, par alcoylation directe, des dérivés thioalcoylés (IV) susceptibles de s'hydrolyser facilement sous l'action des acides dilués avec formation de la dioxotriazine correspondante (V) et libération d'alcoylmercaptan :



2° pouvaient subir une deuxième alcoylation donnant naissance au dérivé dialcoylé-2.3 (VI), lui-même susceptible d'être hydrolysé avec formation du dérivé monoalcoylé-2 de la dioxotriazine (VII) et libération d'alcoylmercaptan :



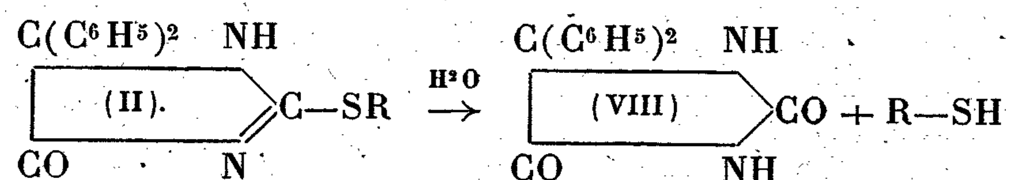
L'analogie des hétérocycles thiohydantoïnique (I) et sulfoxotriazinique (III)

(1) *Ber. d. chem. Ges.*, **42**, 1909, p. 1795.

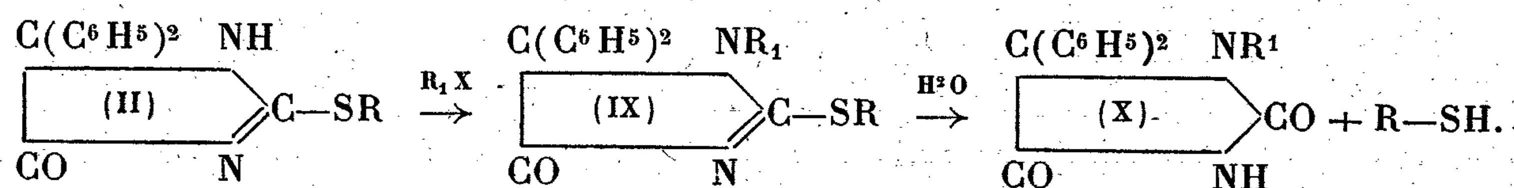
(2) E. Cattelain, *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 998; **208**, 1939, p. 1912.

(3) *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 151.

nous a amenés à appliquer les mêmes réactions aux thiohydantoïnes. Partant de la diphényl-5.5 thiohydantoïne, nous avons préparé d'une part divers dérivés monoalcoylés-2 (II) dont l'hydrolyse, au moyen des acides dilués, a conduit à la diphényl-5.5 hydantoïne (VIII),



et d'autre part les dérivés dialcoylés-1.2 (IX) par action directe des halogénures d'alcoyle sur les dérivés monoalcoylés-2 (II); ces dérivés disubstitués ont fourni, par hydrolyse, les dérivés monoalcoylés-1 de la diphényl-5.5 hydantoïne (X). Dans les deux cas, il y a libération d'alcoylmercaptan :



Nous avons préparé, suivant les mêmes techniques, différents dérivés monoalcoylés-2 et dialcoylés-1.2 de la dianisyl-5.5 thiohydantoïne.

En résumé, les deux hétérocycles présentent une grande analogie de réactions. Dans les conditions décrites, ils réagissent tous deux sous forme thiolique et non thiocétonique. L'énolisation s'effectue aux dépens de l'atome d'hydrogène situé en position 3. En effet les dérivés monoalcoylés de la diphényl-5.5 hydantoïne, obtenus par hydrolyse des dérivés dialcoylés-1.2, sont différents des dérivés monoalcoylés-3 de la diphényl-5.5 hydantoïne obtenus soit par alcoylation directe de cette dernière, soit par condensation des urées monosubstituées avec le benzile. La labilité des atomes d'hydrogène intranucléaires 2.4 (sulfoxotriazinique) et 1.3 (cycle thiohydantoïnique) est donc comparable.

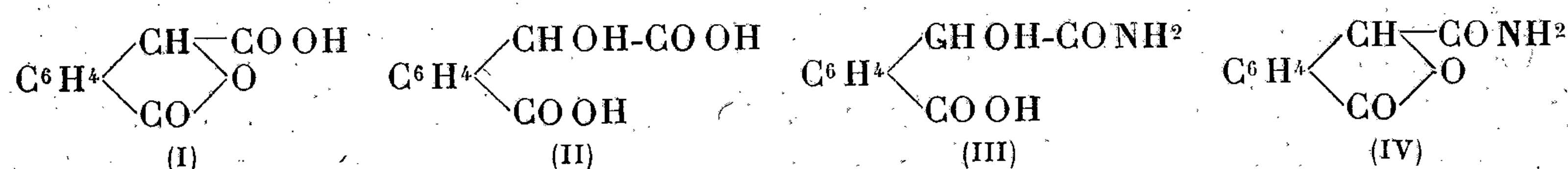
Composés nouveaux préparés.

			F.
1° Diphényl-5.5 thiohydantoïne....	Dérivé monométhylé-2	$C^{16}H^{14}ON^2S$	205°
	» monoéthylé-2	$C^{17}H^{16}ON^2S$	180
	» diméthylé-1.2	$C^{17}H^{16}ON^2S$	175
	» diéthylé-1.2	$C^{19}H^{20}ON^2S$	97
	» dibenzylé-1.2	$C^{29}H^{24}ON^2S$	84
2° Diphényl-5.5 hydantoïne.......	» monométhylé-1	$C^{16}H^{14}O^2N^2$	215
	» monoéthylé-1	$C^{17}H^{16}O^2N^2$	145
	» monobenzylé-1	$C^{22}H^{18}O^2N^2$	146
3° Dianisyl-5.5 thiohydantoïne.....	» monobenzylé-2	$C^{17}H^{16}O^3N^2S$	148
	» dibenzylé-1.2	$C^{31}H^{28}O^3N^2S$	131
4° Dianisyl-5.5 hydantoïne........	» monobenzylé-1	$C^{24}H^{22}O^4N^2$	150

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la stabilité du cycle lactonique des phtalides et sur les acides-alcools correspondants.* Note de MM. **Jean Vène** et **Yves Graff**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans le cadre général d'une étude comparée des séries phtalique et camphorique, nous nous sommes proposé d'étudier la stabilité du cycle lactonique de la phtalide et de différentes phtalides substituées et d'essayer d'isoler les acides-alcools correspondants.

I. Après avoir préparé la carboxyphtalide (I) par la méthode de L. Seekles [1] (action de CNK sur l'acide-aldéhyde *o*-phtalique), nous avons cherché à obtenir le diacide-alcool correspondant, acide *o*-carboxyphénylglycolique (II), par ouverture sodique du cycle lactonique, puis exacte acidification; malgré plusieurs essais, faits dans diverses conditions, nous sommes toujours retombés sur le produit de départ. Mais, au cours de la préparation de (I), un précipité qui n'avait pas été signalé par Seekles se forme dans l'acidification de l'ensemble (CNK + acide-aldéhyde phtalique), lorsqu'on a soin de ne pas dépasser l'acidité au rouge Congo; nous avons pu l'identifier comme étant l'amide *o*-car-



boxyphénylglycolique (III), F 63-64° (bain de Hg). C'est un composé peu stable se transformant spontanément et assez rapidement en sa lactone, la carboxamide-phtalide (IV); la transformation est encore plus rapide dans le vide sulfurique qu'à l'air libre : ce corps doit donc être préparé peu de temps avant son utilisation. Cette transformation constitue d'ailleurs un nouveau mode de préparation de la carboxamide-phtalide, antérieurement obtenue par une voie différente [2] : il suffit d'employer la méthode de Seekles citée plus haut, mais en se plaçant à une température voisine de 15°, au lieu d'opérer à 0°.

Nous avons d'autre part essayé sans succès d'obtenir la cyano-phtalide : en particulier la cyclisation de (III), effectuée en présence de déshydratants tels que $SOCl^2$ ou $(CH^3CO)^2O$, ne s'accompagne pas, comme dans la série camphorique [3] de la déshydratation de la fonction amide; une fois la cyclisation effectuée, la fonction amide s'avère alors, comme dans la série camphorique, d'une grande stabilité.

L'acide-alcool correspondant à la phtalide n'a pu lui non plus être isolé, alors que les acides hydroxycampholiques avaient pu être précédemment obtenus à l'état pur [4].

---

(1) *Rec. trav. chim. Pays-Bas*, **43**, 1924, p. 336.

(2) Tcherniack, *J. Chem. Soc.*, **109**, 1916, p. 1239.

(3) J. Vène, *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 846.

(4) F. Salmon-Legagneur et J. Vène, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **4**, 1937, p. 448. On y trouvera notamment les références des principales études antérieurement effectuées sur le stabilité des cycles lactoniques.

II. Utilisant une technique analogue à celle mise en œuvre auparavant dans l'étude des campholides ([4]), nous avons étudié la vitesse d'ouverture, par la soude, du cycle lactonique des phtalides.

Nous avons d'abord opéré sur la phtalide non substituée; des séries d'expériences faites en solution aqueuse, à la concentration 4 N/1000 et aux températures de 0°, 18° et 48°, nous ont conduit aux conclusions suivantes :

1° Tandis que pour les α- et β-campholides la transformation est fortement limitée (à 0°, 39 à 40 % transformée pour l'α, 11,5 à 12 % pour la β), elle est presque complète pour la phtalide (à 0°, 91 % transformée).

2° A une même température, le cycle de la phtalide s'ouvre plus rapidement que celui des campholides : ainsi, à 0°, au bout de 9 heures, la transformation atteint 76 % pour la phtalide, 38 % pour l'α-campholide et 11,4 % pour la β-campholide. A 48°, la différence est encore plus sensible, au bout de 2 heures 30 par exemple, la transformation porte sur 95 % de phtalide et sur 13 % seulement de β-campholide.

3° La loi des réactions du second ordre s'applique sensiblement à l'ouverture du cycle de la phtalide; la constance k_2 a pour valeur moyenne : $6,8.10^{-4}$ à 0°, 35.10^{-4} à 18°, 170.10^{-4} à 48°; pour la β-campholide, au stade de la réaction où la loi du second ordre s'applique, k_2 est égal à $0,48.10^{-4}$ ([5]) à 48°.

Les expériences faites ensuite sur la carboxy-phtalide (I) ont montré que, contrairement à ce qui se produit dans le cas de la β-campholide, la substitution de CO OH dans le cycle lactonique n'augmente pas beaucoup la stabilité de ce cycle : $k_2 = 33,7.10^{-4}$ à 18°, 128.10^{-4} à 48°. L'influence de la substitution du groupement amide est par contre beaucoup plus grande : le cycle de la carboxamide-phtalide s'ouvre bien plus rapidement que celui de la phtalide (à 48°, 86 % sont déjà transformés en 6 minutes), mais cette fois la loi des réactions du second ordre ne s'applique plus du tout : il en était de même pour la β-carboxamide-β-campholide.

Enfin l'amide carboxyphénylglycolique (III) se lactonise assez rapidement en solution aqueuse à 48° : la réaction semble tendre vers une limite correspondant à 72 % environ de produit cyclisé; dans des conditions semblables, l'amide carboxycamphocéaneglycolique ne présente aucune tendance à la cyclisation.

Nous publierons ailleurs les résultats détaillés de nos expériences, que nous nous proposons d'étendre à d'autres phtalides substituées.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réaction de l'acide sulfurique et de l'oxyde d'éthyle.* Note de M. **Albert Tian**, présentée par M. Charles Fabry.

Le mélange d'éther et d'acide sulfurique s'accompagne d'un grand effet thermique et d'une forte contraction, ce qui paraît dénoter une réaction chimique. L'étude du partage de l'éther entre cet acide et un solvant non

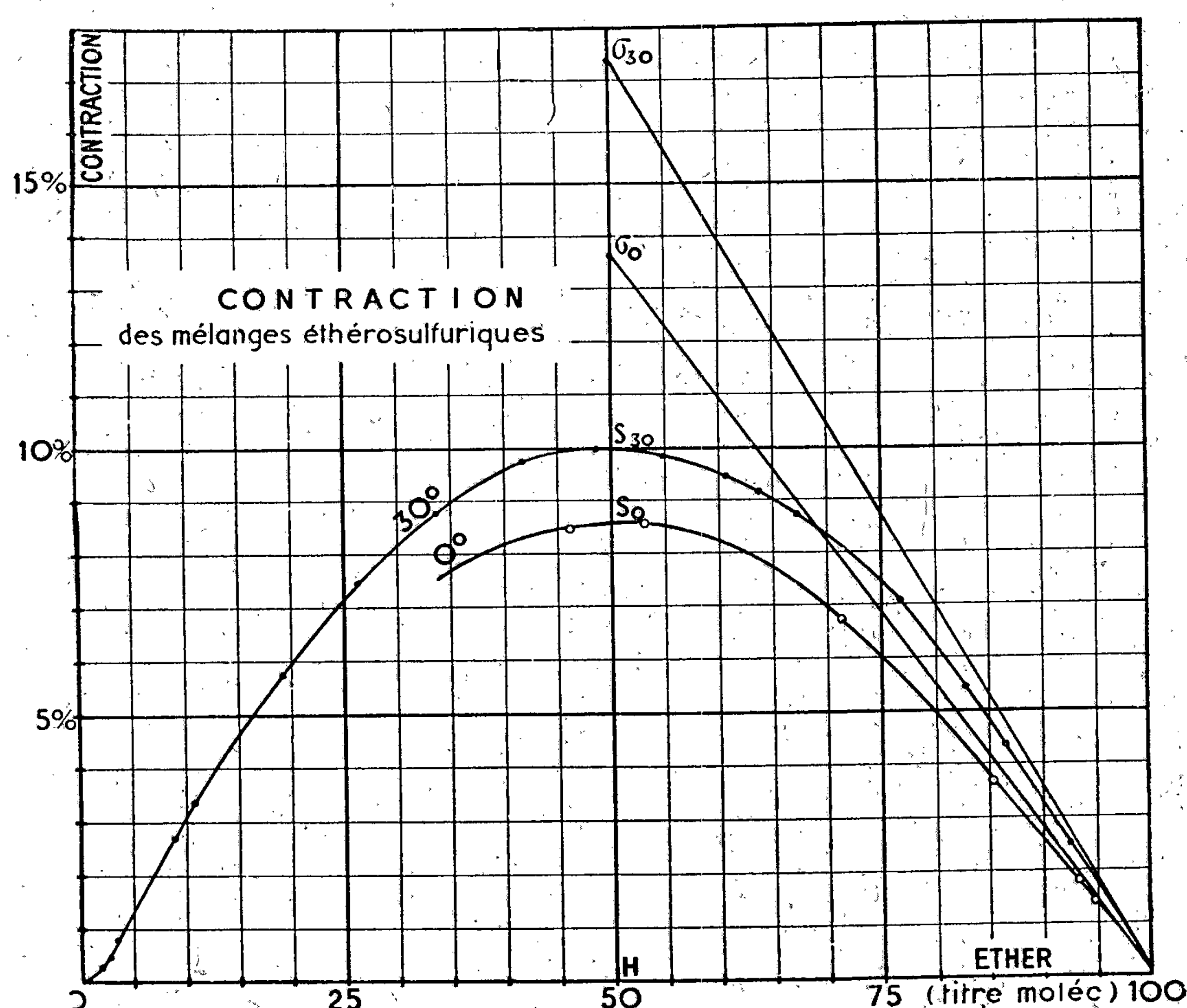
([5]) J. Vène, *Ann. Chim.*, 11e série, 10, 1938, p. 241.

miscible à lui m'a conduit à la même conclusion et prouve en outre que la réaction est réversible ([1]). Je me suis proposé de confirmer et de préciser ce résultat en utilisant les phénomènes que détermine le mélange de ces réactifs.

I. *Contraction.* — J'ai complété les mesures déjà faites par J.-R. Pound ([2]) à 30°, par d'autres à 0°. Si l'on admet que la contraction soit liée au seul phénomène chimique, on peut établir que la réaction se fait en proportions équi-moléculaires et est réversible.

En effet les courbes ci-dessous, donnant la contraction en fonction du titre moléculaire, présentent un maximum pour la teneur 50 %, ce qui, dans l'hypothèse faite, montre que l'union se fait molécule à molécule.

D'autre part, si la réaction était complète, la contraction croîtrait linéairement jusqu'au maximum, pour lequel il n'y a aucun excès de l'un des réactifs, puis diminuerait, encore linéairement, jusqu'à zéro. La courbe représentative serait donc formée de deux segments de droite. Or son sommet est arrondi, tant à 0° qu'à 30°, ce qui ne peut s'expliquer que par la dissociation du composé.



Enfin, comme on peut prévoir la contraction relative à la combinaison complète, il est possible d'en déduire la quantité du composé formé, en équilibre avec ses produits de dissociation.

Si, en effet, un des réactifs est en grand excès, la réaction doit être pratiquement complète, fait que confirment l'absence de vapeur d'éther des mélanges pauvres en ce corps (j'ai pu faire le vide cathodique sur une solution sulfurique à 2 %) et l'impossibilité d'en extraire

---

([1]) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **10**, 1943, p. 410.

([2]) *Transactions*, **99**, 1911, p. 698.

l'éther par agitation avec un solvant non miscible. Dans ces conditions, les tangentes aux extrémités des courbes doivent donner, par les ordonnées de leurs points de rencontre, σ_0 et σ_{30}, les contractions déterminées à 0° et à 30° par la formation complète du composé. En fait, à cause d'une petite perturbation due à la présence d'un peu de SO^3 libre dans l'acide à 100 °/₀, il vaut mieux déterminer les points σ par la rencontre de la verticale d'abscisse 50 avec les tangentes au point 100. Du rapport $S\sigma : H\sigma$ on déduit, pour chaque température, le taux de dissociation.

J'ai trouvé ainsi; à 0°, 37 %. Les contractions sont plus grandes à 30°, ce qui peut sembler en contradiction avec le fait que, le composé étant exothermique, sa dissociation devrait être plus accentuée. Pound avait déjà constaté cette anomalie en comparant les contractions à 20° et 30°, ce qui lui avait paru contraire à l'hypothèse de la formation d'un composé. Cette conclusion n'est pas valable : ce n'est pas la valeur absolue de la contraction qui mesure la fraction combinée, mais la contraction relative, comme on vient de le voir. Précisément on trouve, à 30°, un taux de dissociation de 43,2 % supérieur au précédent.

II. *Chaleur de mélange*. — La courbe relative à la calorimétrie des mélanges, à 17°, a exactement la même forme que les précédentes, avec un maximum pour le même titre moléculaire. Si l'on admet que l'effet thermique (qui est très grand) est d'origine chimique, on arrive encore, au bénéfice des mêmes observations, aux mêmes conclusions; le taux de dissociation à 17°, 39,6 %, est notamment en accord avec les nombres précédents.

En résumé, on doit admettre l'existence d'une combinaison équimoléculaire dont 40 % sont dissociés à la température ordinaire.

Ce taux élevé de dissociation explique que ce composé n'ait pu être isolé. Il est intéressant aussi de signaler sa destruction immédiate et complète par l'eau en grand excès : on retrouve en effet, par la méthode de dosage récemment donnée [3], la totalité de l'éther. Ce fait confirme qu'il ne se fait pas, à froid, conformément aux expériences de Scholvien (*Pharm. Zentralblatt*, **31**, p. 605; *Chem. Ind.*, **14**, p. 114), de sulfate acide d'éthyle. Le composé formé est vraisemblablement un sulfate acide de diéthyloxonium $SO^4H[O(C^2H^5)^2H]$, ainsi que l'a supposé Aschan [4].

La séance est levée à 15h35m.

L. B.

---

[3] A. Tian, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 351.
[4] *Chem. Zentralblatt*, **1**, 1919, p. 935.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 17 AVRIL 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

CALCUL FONCTIONNEL. — *Fonctionnelles intervenant dans la discussion d'une équation de Fredholm.* Note de M. **JOSEPH PÉRÈS.**

1. L. Malavard a établi [1], par un procédé très direct, d'intéressantes relations entre les répartitions de circulation d'ailes différant par leur forme en plan et leur gauchissement. L'une des formules obtenues, la relation (3) de la Note citée, entre les *effets de gauchissement* de deux ailes, a une certaine analogie avec la relation

$$(1)\qquad h(\mathrm{M, P}; \lambda) - h(\mathrm{M, P}; \mu) = (\mu - \lambda)\int_{\mathrm{S}} h(\mathrm{M, Q}; \lambda)\, h(\mathrm{Q, P}; \mu)\, d\mathrm{Q}$$

vérifiée par le noyau résolvant h de l'équation de Fredholm

$$(2)\qquad \varphi(\mathrm{M}) - \lambda\int_{\mathrm{S}} \mathrm{H(M, Q)}\,\varphi(\mathrm{Q})\, d\mathrm{Q} = f(\mathrm{M})$$

[φ est l'inconnue, dQ l'élément d'étendue du domaine (S) auquel appartiennent les *points* M, P, Q]; elle s'y réduit d'ailleurs dans le cas d'ailes dont les formes en plan sont affines.

2. Il est aisé de voir que l'équation (3) de Malavard est la généralisation de (1) lorsque, au lieu d'envisager le noyau résolvant en dépendance du paramètre constant λ, on l'envisage comme fonctionnelle d'un paramètre-fonction (ou argument) $\theta(\mathrm{Q})$ introduit dans (2) *sous le signe d'intégration.*

Je remplace donc dans (2) le noyau H par $\mathrm{H(M, Q)}\,\theta(\mathrm{Q})$ et, négligeant le paramètre λ, je considère les fonctionnelles de $\theta(\mathrm{Q})$ qui interviennent dans l'étude de l'équation

$$(3)\qquad \varphi(\mathrm{M}) - \int_{\mathrm{S}} \mathrm{H(M, Q)}\,\theta(\mathrm{Q})\,\varphi(\mathrm{Q})\, d\mathrm{Q} = f(\mathrm{M}).$$

C'est là une idée bien naturelle, les problèmes de Physique mathématique

---

[1] *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 105.

amenant, suivant les cas, au paramètre λ ou au paramètre-fonction $\theta(Q)$. Elle n'a pas été exploitée à ma connaissance et la présente Note pourra appeler l'attention sur un point de vue qui mérite certainement d'être développé.

3. Le noyau résolvant de $H(M, Q)\,\theta(Q)$ contient $\theta(Q)$ en facteur; l'écrivant $h_\theta(M, Q)\,\theta(Q)$, nous conserverons la dénomination noyau résolvant pour la fonction $h_\theta(M, Q)$. Soit Δ_θ le déterminant de Fredholm de $H(M, Q)\,\theta(Q)$; les mineurs correspondants ont respectivement les facteurs $\theta(Q)$, $\theta(Q)\,\theta(R)$ etc., que nous supprimerons, en gardant la dénomination *mineur* et les notations $\Delta_\theta\begin{pmatrix}M\\Q\end{pmatrix}$, $\Delta_\theta\begin{pmatrix}MN\\QR\end{pmatrix}$, ... pour les fonctions ainsi obtenues. Toutes les formules classiques concernant Δ_θ et les mineurs restent valables, en remplaçant dans les intégrales chaque différentielle dQ par $\theta(Q)\,dQ$.

Il est clair que h_θ existe pourvu que θ n'annule pas la fonctionnelle Δ_0 et qu'il vérifie

$$h_\theta(M, P) + H(M, P) = \overline{h_\theta \theta H} = \overline{H \theta h_\theta}, \tag{4}$$

le trait désignant des compositions *par l'intermédiaire de* θ

$$\overline{h_\theta \theta H} = \int_S h_\theta(M, Q)\,\theta(Q)\,H(Q, P)\,dQ.$$

Considérant une autre fonction θ, soit $\omega(Q)$; on a de même

$$h_\omega + H = \overline{h_\omega \omega H} = \overline{H \omega h_\omega}, \tag{4'}$$

d'où, par soustraction,

$$h_\theta - h_\omega = \overline{H \theta h_\theta} - \overline{h_\omega \omega H}. \tag{5}$$

Mais (4) et (4') donnent aussi

$$\overline{h_\omega \omega H \theta h_\theta} = \overline{H \theta h_\theta} + \overline{h_\omega \theta h_\theta} = \overline{h_\omega \omega h_\theta} + \overline{h_\omega \omega H},$$

ce qui permet de passer de (5) à

$$h_\theta - h_\omega = \overline{h_\omega(\omega - \theta) h_\theta} = \overline{h_\theta(\omega - \theta) h_\omega}. \tag{6}$$

C'est l'équation que nous avions en vue, qui généralise (1). On notera que h_θ et h_ω sont permutables dans la composition par l'intermédiaire de $\omega - \theta$. On vérifiera facilement qu'une fonctionnelle vérifiant (6) est bien déterminée par sa valeur pour une $\theta(Q)$ assignée.

Donnant à θ, la variation $\delta\theta$, il est évident, d'après (6), que

$$\delta h_\theta(M, P) = -\overline{h_\theta \delta\theta h_\theta} = -\int_S h_\theta(M, Q)\,\delta\theta(Q)\,h_\theta(Q, P)\,dQ. \tag{7}$$

C'est une équation aux différentielles fonctionnelles pour h_θ, qui, inversement,

entraîne (6). Posant en effet

$$U = h_\theta - h_\omega - \overline{h_\omega(\omega - \theta)h_\theta},$$

et calculant δU on a, compte tenu de (7),

$$\delta U = -\overline{U\,\delta\theta\, h_\theta},$$

relation homogène qui, sous des conditions très larges, entraînera $U \equiv 0$.

4. Pour un noyau H donné la fonction h_θ a pour singularité les arguments $\theta(Q)$ qui annulent Δ_θ. Ce sont les *arguments fondamentaux*, auxquels correspondent des solutions fondamentales $\Phi(M)$ et $\Psi(M)$ des équations homogènes associées.

(8) $$\Phi(M) - \int_S H(M, Q)\theta(Q)\Phi(Q)\,dQ = 0,$$

(8') $$\Psi(M) - \int_S H(Q, M)\theta(Q)\Psi(Q)\,dQ = 0.$$

L'équation $\Delta_\theta = 0$ définit, dans l'espace fonctionnel, une hypersurface fondamentale (F) qu'il serait intéressant d'étudier, de même que l'on étudie usuellement le spectre des valeurs fondamentales λ d'une équation telle que (1) : un spectre de λ est d'ailleurs obtenu par intersection de (F) avec une droite de l'espace fonctionnel. Je me bornerai ici à quelques remarques sur l'étude de (F) au voisinage d'un point *régulier*. Je suppose que, les fonctions considérées étant par exemple continues, l'analyse de Fredholm soit applicable et je dirai qu'un point de (F) obtenu pour l'argument $\theta(Q)$ est régulier lorsque $\Delta_\theta\begin{pmatrix}Q\\Q\end{pmatrix}$ n'est pas identiquement nul $\left[\text{donc de même le premier mineur } \Delta_\theta\begin{pmatrix}P\\Q\end{pmatrix}\right]$. Il est facile dans ces conditions de caractériser les variations $\delta\theta$, $\delta\Phi$, $\delta\Psi$ lorsqu'on passe, sur (F), à un point voisin.

On vérifie aisément que, en général,

(9) $$\delta\Delta_\theta = -\int_S \Delta_\theta\begin{pmatrix}Q\\Q\end{pmatrix}\delta\theta(Q)\,dQ,$$

et, pour une variation sur (F), le second membre doit être nul : les variations $\delta\theta$ sont donc caractérisées par *l'orthogonalité* avec $\Delta_\theta\begin{pmatrix}Q\\Q\end{pmatrix}$ qui définit la *normale* à l'hypersurface (F). Les solutions fondamentales Φ et Ψ sont uniques, à un facteur constant près (dans le cas auquel nous nous limitons) et (8) entraîne

(10) $$\delta\Phi(M) - \int_S H(M, Q)\,\delta\Phi(Q)\theta(Q)\,dQ = \int_S H(M, Q)\Phi(Q)\,\delta\theta(Q)\,dQ,$$

qui détermine $\delta\Phi$ (avec un arbitraire évident, Φ n'étant défini qu'à un facteur près). On obtiendra sans peine diverses expressions de $\delta\Phi$, par exemple

(11) $$\delta\Phi(M) = -\int_S \Delta_\theta\begin{pmatrix}M\,Q\\P_0\,Q\end{pmatrix}\delta\theta(Q)\,dQ.$$

5. Il y aurait lieu d'étudier les singularités de (F) et la façon dont apparaissent les solutions fondamentales multiples. Je n'insiste pas, et j'indiquerai en terminant comment les fonctionnelles h_0 interviennent dans la théorie de l'aile.

Soit en général une relation fonctionnelle

$$f(\mathrm{M}) = \mathcal{F}[\varphi, \mathrm{M}], \tag{12}$$

où $\mathcal{F}$ est fonctionnelle de φ dans le domaine (S) et dépend du point M, dont on sache (dans certain champ fonctionnel) effectuer l'inversion par la formule

$$\varphi(\mathrm{M}) = -\int_{\mathrm{S}} \mathrm{H}(\mathrm{M}, \mathrm{Q}) f(\mathrm{Q})\, d\mathrm{Q}. \tag{13}$$

Il pourra arriver que la fonctionnelle $\mathcal{F}$ ne soit pas explicitée et corresponde par exemple à un problème d'intégration d'une équation aux dérivées partielles dans un domaine (D) avec une condition à la frontière (S) de ce domaine.

Soit alors à inverser la relation

$$f(\mathrm{M}) - \theta(\mathrm{M})\varphi(\mathrm{M}) = \mathcal{F}[\varphi, \mathrm{M}], \tag{14}$$

on aura pour φ l'équation intégrale

$$\varphi(\mathrm{M}) - \int_{\mathrm{S}} \mathrm{H}(\mathrm{M}, \mathrm{Q})\theta(\mathrm{Q})\varphi(\mathrm{Q})\, d\mathrm{Q} = -\int_{\mathrm{S}} \mathrm{H}(\mathrm{M}, \mathrm{Q}) f(\mathrm{Q})\, d\mathrm{Q} \tag{15}$$

d'où l'on tire immédiatement, compte tenu de (4),

$$\varphi(\mathrm{M}) = \int_{\mathrm{S}} h_\theta(\mathrm{M}, \mathrm{Q}) f(\mathrm{Q})\, d\mathrm{Q}. \tag{16}$$

Dans le problème de l'aile, (S) est le segment portant $-1 < x < +1$, φ la circulation $\Gamma(x)$, f l'angle d'attaque géométrique $\alpha(x)$, $\mathcal{F}$ la fonctionnelle qui définit l'angle induit $\alpha_i(x)$. L'équation fondamentale

$$\Gamma(x) = kl(x)[\alpha(x) - \alpha_i(x)]$$

(notations de la Note citée) est du type (14), et la marche qui nous amène à (15) est celle qui a été suivie par Gebelein. Nous passons immédiatement à (16), θ étant $1/kl(x)$ et la relation fonctionnelle (3) de L. Malavard s'identifie avec la précédente (6).

CHIMIE INDUSTRIELLE. — *Sur l'agglomération des cendres de pyrites.*

Note de MM. **Georges Charpy** et **René Clavère.**

Le grillage de la pyrite, pour la fabrication de l'acide sulfurique, laisse un résidu d'oxyde qui constitue un minerai de fer, particulièrement important pour la France, dans les circonstances actuelles. Ce produit, qui est pulvérulent, doit être aggloméré pour pouvoir être utilisé normalement, et les divers procédés recommandés, dans ce but, donnent des résultats difficilement compa-

rables. Quelques déterminations réalisées dans le laboratoire, peuvent donc présenter un certain intérêt.

Nous avons étudié d'abord l'influence de la température en soumettant à des chauffages, plus ou moins poussés, des cylindres moulés obtenus par simple compression de cendres de pyrites légèrement humidifiées; après refroidissement, on mesurait la résistance à la compression et aussi la variation de volume. Sur les différents échantillons de pyrites grillées que nous avons examinés, nous avons trouvé ainsi que l'effet du chauffage était pratiquement nul jusqu'à une température un peu supérieure à 900°; au-dessus de 900°, l'agglomération se produit, la résistance à la compression augmente progressivement et régulièrement jusque vers 1350°, où il se produit un commencement de fusion. Les valeurs numériques obtenues pour la résistance à la compression varient beaucoup avec les conditions dans lesquelles on opère, la finesse de granulation, la compression préalable etc.; sur petits échantillons, on obtient couramment des résistances de l'ordre de 100^{kg} par centimètre carré, après chauffage entre 1100° et 1150°, et les résistances allant jusqu'à 200 kg/cm^2, et même au delà, après chauffage entre 1250° et 1300°. A l'échelle industrielle, avec des grains plus grossiers, des compressions moins régulières, on obtient des chiffres sensiblement moindres, d'ailleurs difficiles à mesurer exactement. D'une manière générale, il semble que l'obtention de la solidité, suffisante pour que les agglomérés puissent supporter sans se désagréger toutes les manutentions des opérations métallurgiques, nécessite un chauffage à une température supérieure à 1100°.

En même temps que leur résistance augmente, les agglomérés présentent une variation de volume très accentuée qui va jusqu'à 35 à 40 % pour des chauffages entre 1250° et 1300°.

Les observations qui précèdent s'appliquent aux différents échantillons de pyrite que nous avons étudiés, bien qu'ils présentent des différences importantes, notamment en ce qui concerne la proportion de matières terreuses mélangées à la pyrite, qui va depuis 3 à 4 % jusqu'à 10 %. Il semble donc que, au moins dans cette proportion, la gangue n'intervienne pas dans le phénomène de l'agglomération. Pour le vérifier, nous avons soumis au même traitement de l'oxyde de fer pur obtenu soit par précipitation, à partir d'un sel de fer, soit par oxydation à chaud du métal, sous forme d'oxyde des battitures. Dans les deux cas, nous avons observé les mêmes phénomènes qu'avec les pyrites grillées. Le produit pulvérulent s'agglomère à partir d'une température qui, dans ce cas, est notablement inférieure à 1000° et acquiert une solidité croissante à mesure que l'on chauffe davantage; avec l'oxyde précipité, on a obtenu, à 1250°, une résistance de 250^{kg}, la contraction étant réduite à 18 %; avec les battitures, on a trouvé, à 1250°, 175^{kg} de résistance et 15 % de contraction (1).

(1) Il faut noter que certains minerais grillés ne s'agglomèrent pas sensiblement dans les mêmes conditions.

On sait que le chauffage pour agglomération permet aussi une certaine purification des matières traitées : il y a d'abord, si l'on opère au contact de l'air, parachèvement du grillage de la pyrite, dont il reste en général de petites quantités non brûlées. Ici encore, la température joue un rôle important, car on ne peut songer, en pratique, à prolonger la durée du chauffage assez longtemps pour compléter la réaction. Dans tous nos essais, nous avons chauffé pendant le temps juste suffisant pour que la température s'égalise sensiblement jusque dans les parties centrales de l'aggloméré, ce qui nécessite environ deux fois plus de temps que pour obtenir le même résultat sur un fragment d'acier de même volume. Dans ces conditions, la teneur en soufre initiale, qui est souvent supérieure à 1 et même 1,5 %, est ramenée sensiblement au dixième de sa valeur par chauffage à 1100°, et peut être réduite à des traces de l'ordre de 0,01 entre 1250° et 1300°. En même temps que le soufre, on élimine l'arsenic, dont il existe souvent de petites quantités.

Les métaux autres que le fer sont difficiles à éliminer; le cuivre, en particulier, qui est spécialement nuisible pour les opérations sidérurgiques, se trouve dans les pyrites grillées sous un état non modifiable par la chaleur, quand les fabriques d'acide sulfurique ne l'ont pas enlevé par dissolution dans des liqueurs acides; il en est de même pour le zinc. Par contre le plomb, qui est souvent présent et qu'il est préférable d'éviter en sidérurgie, bien qu'il ne se mélange au fer qu'en très faible proportion, paraît se volatiliser à des températures très élevées. Sur un échantillon de pyrite contenant 0,96 % de plomb, on n'en a retrouvé que des traces après chauffage à 1350°. Cette élimination est grandement facilitée par la présence de petites quantités de chlorures. Après un lavage à l'eau de mer, la pyrite qu'on vient de citer avait perdu 50 % de son plomb à 1100°, et la presque totalité entre 1200° et 1250°.

CORRESPONDANCE.

M. le Secrétaire perpétuel signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

John Briquet et René de Litardière. *Prodrome de la Flore corse.* Tome II, partie 2, et Tome III, partie 1 (présentés par M. Auguste Chevalier).

René de Litardière. *Nouvelles contributions à l'étude de la Flore de la Corse.* Fascicules 1 à 3 (présentés par M. Auguste Chevalier).

René de Litardière et G. Malcuit. *Contributions à l'étude phytosociologique de la Corse.* 5 fascicules (présentés par M. Auguste Chevalier).

René de Litardière. Une série de tirages à part de ses travaux publiés de 1913 à 1943 (présentés par M. Auguste Chevalier).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *La représentation des nombres ordinaux.* Note (¹) de M. **Henri Eyraud**, présentée par M. Henri Villat.

Si la démonstration du théorème du continu a présenté de si grosses difficultés, la raison en est dans l'absence d'une notation systématique des ordinaux de la deuxième classe et des classes supérieures.

Or on obtient aisément une pareille notation pour la deuxième classe en considérant les ordinaux de cette classe comme des fonctions arithmétiques $f(\omega)$, ω étant une variable prenant toutes les valeurs entières

$$(1) \qquad \omega = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots,$$

et $f(\omega)$ des fonctions ne prenant que des valeurs entières pour les valeurs entières de ω.

Ces fonctions $f(\omega)$ s'étagent par ordre de croissance :

$$(\mathrm{T}_1) \qquad \left\{\begin{array}{llll}
1, & 2, & 3, & \ldots, \\
\omega, & \omega+1, & \omega+2, & \ldots, \\
 & 2\omega, & 2\omega+1, & \ldots, \\
 & & 3\omega, & \ldots, \\
\ldots, & \ldots, & \ldots, & \ldots, \\
\omega^2, & \omega^2+1, & \omega^2+2, & \ldots, \\
 & \omega^2+\omega, & \omega^2+\omega+1, & \ldots, \\
 & & \omega^2+2\omega, & \ldots, \\
\ldots, & \ldots\ldots, & \ldots\ldots\ldots, & \ldots, \\
\omega^3, & \omega^3+1, & \omega^3+2, & \ldots, \\
\ldots, & \ldots\ldots, & \ldots\ldots\ldots, & \ldots
\end{array}\right.$$

On construit ces fonctions successives par application de deux principes de récurrence :

a. le passage de $f(\omega)$ à $f(\omega)+1$;

b. l'application du procédé diagonal, qui, étant donnée une suite simplement infinie de fonctions

$$(2) \qquad f_1(\omega),\quad f_2(\omega),\quad \ldots,$$

dont chacune majore totalement la précédente, fournit une fonction

$$(3) \qquad \mathrm{F}(\omega) = f_\omega(\omega),$$

qui majore (mais non totalement) chacune des fonctions de la suite (2).

L'ensemble des fonctions de l'échelle transfinie que l'on peut obtenir en épuisant l'efficacité des principes *a* et *b* n'est pas dénombrable, car, si cet ensemble était dénombrable, on pourrait disposer les fonctions obtenues en une suite simplement infinie

$$(4) \qquad \varphi_1(\omega),\quad \varphi_2(\omega),\quad \ldots,$$

(¹) Séance du 12 avril 1944.

d'où l'on extrairait une suite partielle infinie de fonctions de plus en plus croissantes

$$\varphi_1(\omega),\quad \varphi'_2(\omega),\quad \ldots, \tag{5}$$

d'où l'on déduirait, par addition de constantes convenables, une nouvelle suite

$$\varphi_1(\omega),\quad \varphi'_2(\omega)+C_1,\quad \varphi'_3(\omega)+C_1+C_2,\quad \ldots, \tag{6}$$

constituant une suite (2) de fonctions dont chacune majore totalement la précédente. L'application du procédé diagonal fournirait alors une fonction plus croissante que chacune des fonctions (4), ce qui serait contraire à l'hypothèse de l'épuisement de l'efficacité du procédé de récurrence.

Il en résulte que l'ensemble des fonctions du tableau T_1 possède la puissance aleph un.

Cet ensemble peut servir à noter les transfinis ordinaux de la seconde classe.

On remarquera que tout élément de cet ensemble se note par une opération arithmétique, récurrente de l'addition, ne contenant qu'un nombre fini de signes d'opérations à effectuer sur l'unité et sur une variable entière ω.

Cette remarque conservera sa valeur pour les ordinaux d'ordre supérieur.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Dépôt, sur un obstacle, de particules en suspension dans un courant fluide.* Note de MM. **Edmond Brun** et **Marcel Vasseur**, présentée par M. Henri Villat.

Nous avons établi [2] l'équation générale du mouvement d'une particule en suspension dans un courant fluide, en un point M situé au voisinage d'un obstacle cylindrique. En désignant par $\vec{U}$ la vitesse de la particule au point M; par $\vec{U'}$ celle du fluide au même point; par $\vec{u}$ la vitesse relative de la particule par rapport au fluide; par ρ la masse spécifique de la particule; par ρ' celle du fluide; par d la dimension caractéristique de la particule; par ν la viscosité cinématique du fluide; cette équation s'écrit

$$\rho'\frac{d\vec{U'}}{dt}-\rho\frac{d\vec{U}}{dt}=\frac{\rho u}{d}\vec{u}\varphi\left(\frac{ud}{\nu}\right). \tag{1}$$

Comme conséquence de cette équation, nous avons montré que le coefficient de captation γ, pour un écoulement et un obstacle déterminés, est fonction des paramètres sans dimensions U_0D/ν, d/D et ρ/ρ' (U_0, vitesse du fluide au loin; D, dimension caractéristique de l'obstacle). Dans le cas particulier où les masses spécifiques ρ et ρ' restent constantes, il est défini par la fonction

$$\gamma=f\left(\frac{U_0D}{\nu},\frac{D}{d}\right). \tag{2}$$

---

(2) E. Brun, G. Fasso et M. Vasseur, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 341.

1. Les relations (1) et (2) permettent d'établir rapidement quelques résultats :

a. Le mouvement relatif de la particule et du fluide est gêné par la viscosité du fluide; plus cette viscosité est grande, plus faible est le coefficient de captation γ, qui est ainsi une fonction croissante du nombre $U_0 D/\nu$. En définitive, *le coefficient de captation est une fonction croissante de la vitesse* U_0.

b. Quand les dimensions de la particule augmentent, les forces d'inertie, proportionnelles au volume, croissent plus vite que les forces, proportionnelles à la surface, qui s'opposent au déplacement relatif de la particule dans le fluide. De ce fait, *le coefficient de captation est une fonction croissante de la dimension caractéristique d de la particule.* Dans un brouillard, les grosses gouttes sont plus aisément captées que les petites.

c. La théorie ne renseigne pas directement sur le sens dans lequel varie le coefficient γ quand varie la dimension caractéristique D de l'obstacle. Cependant, la relation (2) montre que, en multipliant simultanément la vitesse U_0 par le nombre p et les dimensions des particules par le nombre $1/p$, le coefficient γ est modifié de la même façon qu'en multipliant par p les dimensions de l'obstacle. On peut en conclure que le *facteur* D *a, sur le coefficient de captation, une influence moindre que les facteurs* U_0 *et d.*

2. L'équation (1) permet, en outre, de déterminer numériquement le coefficient de captation, quand on connaît le champ aérodynamique du fluide autour de l'obstacle. Comme on va le voir, la méthode consiste à construire, de proche en proche, les trajectoires des particules en utilisant des éléments de cercles osculateurs à cette trajectoire.

Projetons l'équation (1) sur la tangente et sur la normale à la trajectoire de la particule, en supposant négligeable le terme $\rho' d\overrightarrow{U'}/dt$ de cette équation (particules beaucoup plus denses que le fluide). Si nous désignons par R le rayon de courbure de la trajectoire au point M et par α l'angle aigu de cette trajectoire avec la ligne de courant, ces projections s'écrivent

$$(3) \qquad U\frac{dU}{ds} = \frac{\rho}{\rho' d}(U'\cos\alpha - U)\,u\,.\,\varphi\left(\frac{ud}{\nu}\right),$$

$$(4) \qquad \frac{U^2}{R} = \frac{\rho}{\rho' d}\,.\,U'\,.\,u\,.\sin\alpha\,.\,\varphi\left(\frac{ud}{\nu}\right).$$

Si l'on connaît les vitesses du fluide et de la particule au point M, l'équation (4) donne le rayon de courbure R en ce point, puisque $u = \sqrt{U^2 + U'^2 - 2UU'\cos\alpha}$. L'élément de trajectoire suivant peut être assimilé à un petit arc MM' du cercle osculateur à la trajectoire au point M. L'équation (3), considérée comme une équation aux différences finies, fait connaître la variation de U le long de cet arc. Nous sommes ainsi en mesure de construire un nouvel arc de cercle osculateur M'M'' et ainsi de suite [2].

---

[2] L'arc MM' devra être assez petit pour que les rayons de courbure R et R' en M et M'

Loin de l'obstacle, U est très sensiblement égal à U', de sorte que l'on peut prendre $u = |\vec{U} - \vec{U'}| = 2\sin(\alpha/2)U$. L'équation (4) s'écrit alors

$$(5) \qquad \frac{1}{R} = \frac{2\rho}{\rho' d}\cdot\sin\alpha.\sin\frac{\alpha}{2}\cdot\varphi\left(2\sin\frac{\alpha}{2}\cdot\frac{Ud}{\nu}\right).$$

Si l'angle α est assez petit pour que l'on puisse confondre $\sin\alpha$ et α, l'équation (5) s'écrit encore plus simplement

$$(6) \qquad \frac{1}{R} = \frac{\rho}{\rho'}\cdot\frac{\alpha^2}{d}\cdot\varphi\left(\frac{\alpha U d}{\nu}\right).$$

Enfin, si l'expression $\alpha U d/\nu$ est assez petite pour que la loi de Stokes soit applicable, la formule (6) est avantageusement remplacée par

$$(7) \qquad \frac{1}{R} = \frac{18\rho}{\rho'}\cdot\frac{\alpha}{d}\cdot\frac{\nu}{Ud}.$$

La détermination du coefficient de captation pour diverses valeurs de U_0 et de d permet de connaître la forme de la fonction (2) pour un obstacle de forme donnée.

AÉRODYNAMIQUE. — *Contribution à l'étude de l'hélice propulsive. Polaire absolue d'hélice.* Note de M. **Louis Sackmann**, présentée par M. Henri Villat.

Notre recherche d'ensemble sur l'étude qualitative et quantitative de l'hélice propulsive nous a déjà conduit à la résolution de deux problèmes :

1° la détection des sillages sur les pales;

2° la corrélation entre le rendement et le décollement [1].

L'étude qualitative de l'hélice, par la détermination des sillages d'extrados et des lignes de décollement, confirme et illustre les fondements de la théorie alaire : la loi de variation du décollement, en fonction de l'angle d'attaque, est semblable à celle rencontrée dans l'étude de l'aile.

C'est en considérant cette analogie qualitative que nous avons procédé à une représentation graphique nouvelle des coefficients caractéristiques de l'hélice (puissance et traction).

Suivant l'image classique des polaires d'ailes graduées en incidence, il est possible de condenser en une seule courbe la représentation des coefficients de l'hélice χ et τ.

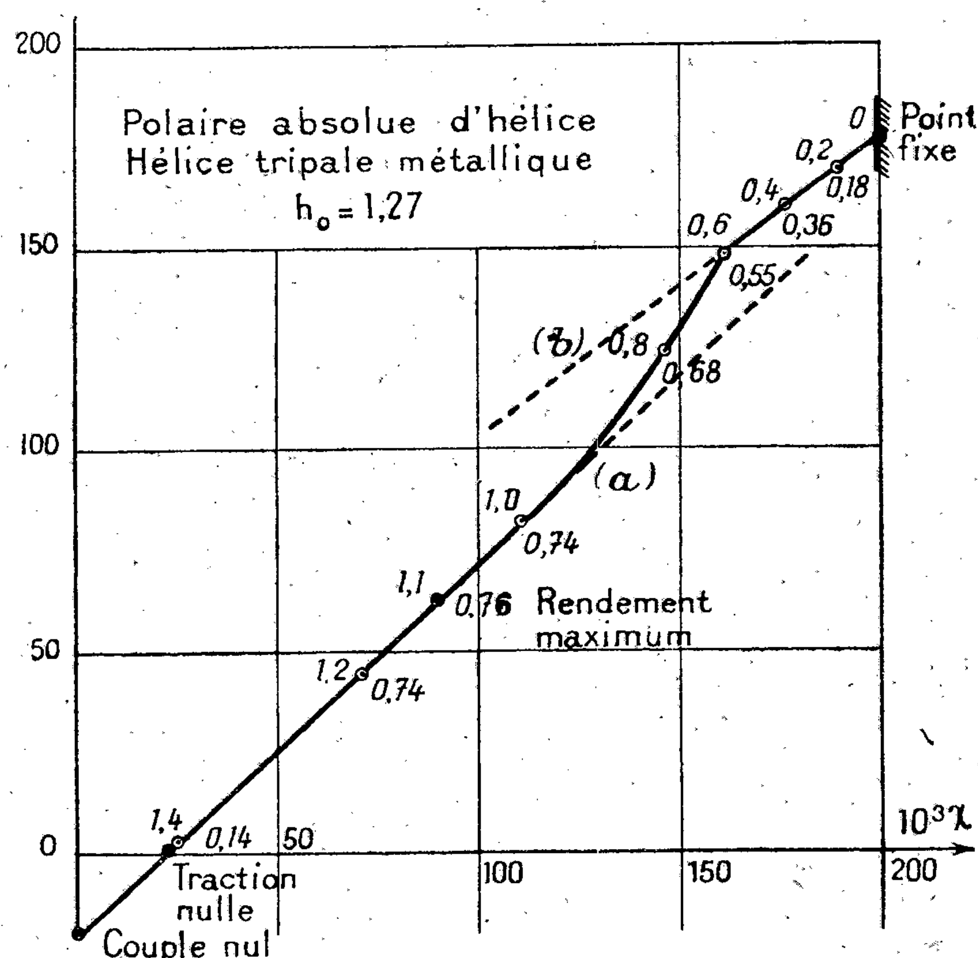
---

soient assez voisins. On pourra même substituer, à l'arc MM' initialement tracé, un arc de cercle de rayon $(R + R')/2$.

On peut observer que, si le rayon de courbure adopté pour l'arc MM' est trop grand, il conduit à un angle α', en M', plus grand qu'il ne convient, et le rayon de courbure suivant est trop petit; ceci montre que, dans une certaine mesure, les erreurs se compensent.

(1) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 371; **217**, 1943, p. 11.

Pour cela nous construisons le diagramme dans lequel nous portons en abscisses les valeurs de $10^3\chi$ et en ordonnées les valeurs de $10^3\tau$; en montrant



la covariation des coefficients χ et τ, nous établissons la correspondance, purement artificielle, entre la puissance absorbée de l'hélice et la traînée de l'aile d'une part, la traction de l'hélice et la portance de l'aile d'autre part. Nous obtenons ainsi la *polaire absolue de l'hélice*, que l'on gradue en valeurs de γ, voire même en valeurs de η.

Nous employons les notations et les valeurs numériques données dans les précédentes Notes.

Étude de la polaire. — Cette représentation condensée, essentiellement formelle, montre plusieurs particularités intéressantes à signaler.

1° *Les régimes de fonctionnement de l'hélice.* — D'une façon bien plus nette que ne le font les caractéristiques individuelles χ et τ, la polaire absolue indique qu'il y a deux régimes de fonctionnement distincts :

a. le régime de fonctionnement effectif (valeurs élevées de γ avec valeurs faibles de χ et τ);

b. le régime de point fixe (valeurs faibles de γ avec valeurs élevées de χ et τ).

Pour chacun de ces deux régimes la polaire présente une branche quasi rectiligne (a) et (b), ce qui résulte des lois de variation individuelles de χ et τ en fonction de γ. En particulier, les caractéristiques classiques χ et τ étant pratiquement parallèles pour les valeurs élevées de γ, la branche correspondante (a) de la polaire aura une pente voisine de 45°.

Le point représentatif du rendement maximum se situe aux confins du régime de fonctionnement effectif, vers le milieu de la polaire.

2° *Le régime transitoire de l'hélice.* — Le raccordement entre les deux branches extrêmes de la polaire s'effectue suivant un arc dont l'allure est parfaitement régulière et continue. Les limites correspondantes sont :

incidence i	6,3 à 19,6 grades	décollement $\mathcal{D}$	60 à 92 %
paramètre γ	1,0 à 0,5	rendement η	75 à 46

C'est entre ces limites que les caractéristiques individuelles χ et τ subissent un changement de courbure important, en partant du régime de fonctionnement effectif, avant de gagner le régime de point fixe.

Le régime transitoire de l'hélice peut être mis en parallèle, dans une certaine mesure, avec le phénomène analogue et bien connu, essentiellement typique des ailes d'avion ([2]); nous savons en effet qu'il existe deux régimes distincts sur une aile :

a. le régime à décollement réduit (polaire ordinaire, incidences faibles); il correspond au domaine d'utilisation normale de l'aile;

b. le régime à décollement intense (polaire extraordinaire, incidences élevées); il est à l'origine du phénomène de perte de vitesse.

Tandis que l'étude de l'aile a permis de déceler un véritable dédoublement de la polaire, l'étude de l'hélice, jusqu'à présent, n'a rien révélé de semblable; la transition paraît s'opérer de manière univoque; des expériences sont en cours pour trancher la question.

Conclusion. — L'emploi de la polaire de l'hélice présente à notre avis deux avantages :

1° l'attrait de la représentation condensée des caractéristiques;

2° la facilité de suivre l'évolution des caractéristiques d'une famille d'hélices ou l'influence de la variabilité de l'un quelconque des paramètres géométriques.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Sur la résistance spécifique de roulement d'un essieu et sa mesure.* Note de M. **René Swyngedauw**, présentée par M. Henri Villat.

Lorsqu'un essieu roule entre pointes sur un cylindre sans qu'on le freine systématiquement, il oppose néanmoins au roulement une résistance provenant : 1° de la résistance de l'air; 2° du frottement des points dans les alvéoles des bouts d'arbre de l'essieu; 3° d'un défaut de parallélisme des axes de rotation du cylindre et de l'essieu, créant ainsi un frottement transversal; 4° d'une légère différence des diamètres des roues produisant un patinage au moins de l'une d'elles; 5° de la puissance dissipée par hystérésis dans les déformations élastiques du cylindre et de l'essieu à leur contact; 6° de la puissance absorbée

([2]) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1019.

dans l'arrachement de particules matérielles aux surfaces en contact qui accompagne toujours le roulement et qui se révèle, dès les premiers instants, par un dépôt pulvérulent de fer qui ternit la plage de contact du cylindre préalablement parfaitement poli.

Les quatre premiers effets peuvent être rendus négligeables, tandis que les deux derniers sont inhérents au roulement; nous appelons *spécifique* la résistance qui correspond à la puissance absorbée par l'hystérésis dans les déformations élastiques et dans l'arrachement de matière au contact essieu-cylindre.

On mesure la résistance au roulement en faisant tourner le cylindre par un moteur shunt à courant continu, dont l'induit tourne dans le même flux et sous la même tension : 1° l'essieu posé sur le cylindre; 2° l'essieu enlevé du cylindre et celui-ci freiné par un fin cordon.

Si les résistances électriques des circuits inducteur et induit ont mêmes valeurs dans les deux expériences, le couple moteur appliqué au cylindre est uniquement fonction du courant de l'induit, de sorte que, si dans la deuxième expérience on freine progressivement le cylindre jusqu'à ce que le courant de l'induit soit le même que dans la première, la différence des tensions des bouts libres du cordon frein est alors égale à la somme de la résistance au roulement de l'essieu dans la première expérience, et de la résistance équivalente à la différence des couples de frottement de l'arbre du cylindre dans ses paliers, dans les deux expériences, différence créée par la pression plus forte dans la première que dans la seconde. Si ΔC est cette variation de couple et R le rayon du cylindre, $\Delta C/R$ est la résistance équivalente.

La résistance au roulement est sa valeur spécifique, si les quatre effets cités plus haut sont négligeables. Il en est ainsi : 1° de la résistance de l'air; 2° lorsque l'essieu tourne avec un léger jeu entre pointes bien graissées; 3° lorsque les pointes butées sont fixes, le frottement transversal tend à déplacer le cylindre parallèlement à son axe dans l'un ou l'autre sens suivant que l'axe de l'essieu est incliné dans un sens ou dans l'autre sur l'axe du cylindre; l'effet transversal est négligeable lorsque l'axe de l'essieu est dans une position telle que le moindre changement dans son orientation inverse le déplacement longitudinal du cylindre; 4° l'effet de patinage est pratiquement nul quand les diamètres des roues ne diffèrent que de $0^{mm},02$.

Dans nos expériences, les essieux roulent sur un cylindre en acier, trempé très dur, à la vitesse périphérique de 30^{km} à l'heure; le courant est mesuré au galvanomètre différentiel, mais le couple de frottement dans les paliers ne peut être déterminé avec la même précision et comme sa variation avec le poids de l'essieu est du même ordre de grandeur que la résistance spécifique, celle-ci est connue avec d'autant moins de précision qu'elle est plus faible.

Des nombreux essais effectués, il résulte que la résistance spécifique est de l'ordre de 20^g pour l'essieu en acier doux pesant 4500^g à roues de 160^{mm}

de diamètre dureté Brinell 110, et de 75^g pour l'essieu en acier dur pesant 1700^g à roues de 58^{mm} de diamètre dureté Brinell 179.

Malgré la faible précision des résultats obtenus avec des dispositifs beaucoup trop légers, que par suite des circonstances on n'a pu remplacer par d'autres beaucoup plus lourds, il est néanmoins possible de conclure :

1° *que la résistance spécifique n'est qu'une minime fraction du poids de l'essieu;*

2° *qu'elle croît rapidement avec la dureté de l'acier, dont elle peut être considérée comme la mesure.*

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Le rôle des transformations de Lorentz en Mécanique ondulatoire et l'interprétation physique de la Mécanique relativiste des systèmes de corpuscules.* Note (¹) de M. **Jean-Louis Destouches.**

1. En Mécanique ondulatoire relativiste on rencontre quatre types de problèmes : α. on considère un seul observateur : physique du solitaire; β. on considère un ensemble $\mathcal{O}$ d'observateurs galiléens, mais un seul observe le système S et calcule des prévisions pour S; γ. l'observateur Ob_A de $\mathcal{O}$ effectue une mesure sur S et Ob_B calcule des prévisions pour des mesures ultérieures à la réception du message de Ob_A; δ. plusieurs observateurs de $\mathcal{O}$ effectuent des mesures et calculent des prévisions sur S. Les problèmes α sont hors des influences de la relativité, les β sont en partie résolus en utilisant les transformations $L^{(n)}$ associées aux transformations de Lorentz (²). Les problèmes γ et δ plus difficiles seront examinés ici.

2. Dans le cas d'un corpuscule unique les transformations de Lorentz ont un quadruple rôle : *a.* si un observateur galiléen Ob_A mesure la position d'un corpuscule à l'instant t_0 de son horloge et le trouve en un point x_0, y_0, z_0, de ce fait un autre observateur galiléen Ob_B peut affirmer qu'à un certain instant t'_0 de son horloge le corpuscule est en un point x'_0, y'_0, z'_0, les quantités x'_0, y'_0, z'_0, t'_0 étant liées à x_0, x_0, z_0, t_0 par une transformation de Lorentz L_{AB} dont les paramètres sont liés à la vitesse mutuelle des deux observateurs : c'est *la transformation liant Ob_A et Ob_B*; *b.* les transformations de Lorentz caractérisent les transformations des variables coordonnées et des opérateurs de dérivation qui figurent dans l'hamiltonien du corpuscule; de cette façon on sait écrire le transformé d'un opérateur dans le passage de Ob_A à Ob_B; *c.* elles permettent d'obtenir, à partir d'une fonction d'onde ψ_A issue d'une mesure effectuée par Ob_A, la fonction ψ'_B correspondante pour Ob_B; on a $\psi'_B = \mathbf{S}\varphi(x', y', z', t')$, avec $\varphi(x', y', z', t') = \psi_A(x, y, z, t)$, les variables primées et non primées étant liées par L_{AB} et $\mathbf{S}$ étant corrélatif de L_{AB}; *d.* par un message Ob_A communique à Ob_B le résultat d'une mesure; ce message reçu par Ob_B à t'_0 (lié à o, o,

(¹) Séance du 6 mars 1944.

(²) J.-L. Destouches, *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 924; *Principes fondamentaux de Physique théorique*, **3**, 1942, Paris; Serge Slansky, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 423.

o, t par L_{AB}) sert à définir, par convention, l'époque des conditions initiales correspondantes pour Ob. (C'est là un point délicat peu en accord avec la théorie orthodoxe de la relativité.)

3. En Mécanique ondulatoire relativiste des systèmes, ces quatre rôles ne peuvent plus être remplis par les transformations de Lorentz. Cependant *le rôle* (a) *doit être maintenu* et la transformation L_{AB} liant Ob_A et Ob_B est définie de la même manière. *Le rôle* (b) *ne peut plus être joué par* L_{AB} car il faut une transformation faisant passer des $3n+1$ coordonnées $x_1, \ldots, x_i, y_i, z_i, \ldots, z_n, t$ aux $x'_1, \ldots, x'_i, y'_i, z'_i, \ldots, z'_i, t'$. J'ai proposé autrefois une transformation $L_{AB}^{(n)}$ associée à L_{AB}, et M. Slansky en a trouvé l'expression finie, qui permet de définir les transformations d'opérateurs; de cette façon les conditions d'invariance relativistes peuvent être exprimées; ainsi *il existe des transformations* $L_{AB}^{(n)}$ *dans l'espace de configuration-temps qui jouent le rôle* (b) *pour des systèmes;* ces transformations contiennent des opérateurs dans leur expression, de ce fait elles ne peuvent être utilisées que dans le rôle (b).

A une fonction d'onde ψ_A, issue d'une mesure effectuée par Ob_A à t_0, il ne correspond pas en général, d'une manière simple, une fonction d'onde ψ'_B, car à des mesures sur les corpuscules du système effectuées à t_0 par Ob_A correspondent pour Ob_B des événements non simultanés dont les dates sont liées aux positions des corpuscules, donc incertaines en général. Les transformations L ne sont qu'à 4 variables, les transformations $L^{(n)}$ contiennent des opérateurs et il n'existe pas de transformation numérique à $3n+1$ variables acceptable; la question de savoir s'il existe des transformations $L_c^{(n)}$ jouant le rôle (c) dont l'expression analytique soit explicitable n'est pas encore tranchée, mais la réponse semble négative en général. Cependant on peut associer une fonction d'ondes ψ'_B à une fonction ψ_A par les procédés suivants : 1° Si à t_0, Ob_A a mesuré A_j sur le $j^{\text{ième}}$ corpuscule, alors $\psi_0 = \varphi_{j,0}(x_j, y_j, z_j)\,\Phi_{j,0}$; si le $j^{\text{ième}}$ corpuscule est indépendant des autres, la décomposition se maintient au cours du temps, alors φ'_j se déduit de φ_j par la règle (c) pour un corpuscule unique. Ceci s'étend à p corpuscules indépendants parmi les n. De cette façon on trouve, pour des corpuscules indépendants, exactement les mêmes résultats, qu'on les considère isolément ou comme formant un système. S'il y a des interactions, la méthode cesse d'être applicable. 2° Si Ob_A à t_0 a mesuré la position de un ou plusieurs corpuscules, à ψ_A correspond un ensemble de ψ'_B en vertu du rôle (a) joué par la transformation L_{AB}. 3° Si Ob_A à t_0 a mesuré l'énergie pour un système conservatif, on en tire, au moyen de $L_{AB}^{(n)}$, l'expression de l'opérateur correspondant à $\mathbf{H}_A$, qui est $\mathbf{S}^{-1}\mathbf{H}'_A\mathbf{S}$, d'où ψ'_B qui est fonction propre pour la valeur propre E de cet opérateur. 4° Ce résultat peut être étendu à toute intégrale première; comme à toute grandeur on peut associer une intégrale première qui s'y réduise à l'instant de la mesure dans le repère lié à l'observateur effectuant la mesure, la méthode précédente s'étend ainsi à toute grandeur. Ainsi l'on définit par un chemin détourné une transformation $L_c^{(n)}$,

non-biunivoque en général, jouant le rôle (*c*), mais on n'en fournit aucune expression analytique. On ne peut plus, comme dans le cas d'un corpuscule unique, calculer les fonctions d'ondes pour un système dans un repère particulier, puis effectuer, sur la fonction obtenue, une transformation pour avoir sans calcul la fonction d'onde dans un autre repère, car on ne dispose pas d'une transformation $L_c^{(n)}$ explicitement définie. Enfin il faut fixer un instant initial t'_0 correspondant à la mesure faite à t_0 par Ob_A : ceci se fait au moyen d'un signal émis par Ob_A, la transformation L_{AB} continuant à jouer le rôle (*d*).

4. Un autre problème, délicat déjà dans le cas d'un corpuscule unique, mais qui ne se complique pas d'une manière essentielle dans le cas d'un système, est le suivant : Ob_A effectue à t_0 une mesure sur L, et Ob_B à t'_1, sur laquelle des deux mesures doit être fondée la détermination des fonctions d'ondes ? Pour des mesures de position le rôle (*a*) de L_{AB} règle la question; pour une mesure quelconque il faut faire intervenir les dates de réception de signaux émis immédiatement après les mesures : si le message envoyé à t_0 par Ob_A est reçu antérieurement à t'_A, Ob_B utilise son résultat; s'il est reçu postérieurement on ne peut toujours se prononcer et les deux hypothèses doivent être regardées comme possibles ([3]). On voit ainsi que la Mécanique ondulatoire relativiste exige non seulement, comme toute théorie subjectiviste, d'être construite au moyen d'une logique de complémentarité ([4]), mais encore au moyen d'une logique admettant la modalité *possible*.

EFFET RAMAN. — *Spectres de vibration des carbonates orthorhombiques naturels; étude théorique*. Note ([1]) de Mlle **Lucienne Couture**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les carbonates orthorhombiques CO^3M (M = Ca, Sr, Ba, Pb) ont la symétrie V_h^{16} avec un seul plan de symétrie vrai σ_X (OX étant la direction normale au plan, $OX = n_m$, $OY = n_g$, $OZ = n_p$). Leur maille contient quatre ions M et quatre ions CO^3 de symétrie propre C_s. Les atomes M, C, et un atome O de chaque ion sont situés dans les plans σ_X, les deux autres atomes O du même ion étant images l'un de l'autre dans σ_X. Les $3N - 3 = 57$ vibrations fondamentales du cristal se répartissent en huit types : quatre types actifs seulement en Raman (R.), $A_{1g}(\varepsilon_{jj} \neq 0)$ ([2]), $B_{1g}(\varepsilon_{XY} \neq 0)$, $B_{2g}(\varepsilon_{ZX} \neq 0)$, $B_{3g}(\varepsilon_{YZ} \neq 0)$; trois types actifs seulement en infrarouge (I. R.), $B_{1u}(M_Z \neq 0)$, $B_{2u}(M_Y \neq 0)$, $B_{3u}(M_X \neq 0)$; un type inactif en R. et en I. R., A_{1u}.

([3]) J.-L. Destouches, *Science langage et connaissance*, 2, p. 101, Paris, 1944.
([4]) Paulette Février, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 958.

([1]) Séance du 12 avril 1944.
([2]) Pour la dénomination des types et les règles de sélection, voir G. Placzek, *Handbuch der Radiologie*, 6, II, 1934, p. 293.

I. VIBRATIONS EXTERNES. — 1° *Vibrations de pivotement (libration) des ions* CO^3. — Elle proviennent des couplages des librations des ions CO^3 de la maille. Nous supposerons que toutes les librations se font autour des axes principaux d'inertie des ions (directions OX, OY, OZ des axes de symétrie du cristal). Les librations P_X sont $s(\sigma_X)$; les librations P_Y et P_Z sont $a(\sigma_X)$. Pour l'effet Raman, on peut calculer le tenseur relatif à chaque vibration de l'ensemble de la maille à partir des tenseurs relatifs aux librations des ions CO^3. Ceux-ci sont connus ([3]) en fonction des polarisabilités principales des ions. On trouve que certaines de ces vibrations, bien que permises par les règles de sélection, ne donnent pas de moment diffusé correspondant à l'ensemble de la maille et sont par conséquent inactives. On trouve des interdictions analogues pour l'I. R. Les résultats sont contenus dans le tableau suivant :

Vibrations permises en Raman.				Vibrations permises en Infrarouge.			
Type.	Intensité.	Type.	Intensité.	Type.	Intensité.	Type.	Intensité.
$P_X: A_{1g}$...	o	B_{3g}...	$(g'-g'')^2$ forte	B_{1u}...	moyenne	B_{2u}...	très faible
$P_Y: B_{1g}$...	o	B_{2g}...	$(g''-g)^2$ forte	B_{3u}...	très faible		
$P_Z: B_{2g}$...	$(g-g')^2$ faible	B_{2g}...	o	B_{3u}...	moyenne		

2° *Vibrations pures des réseaux d'ions.* — L'intensité des raies R. croît avec les polarisabilités des ions entrant en vibration. (Polarisabilité des ions : Ca 1,99; Sr 3,22; Ba 5,24; Pb 9,93; CO^3 de 8,38 à 10,88.) Les ions M et CO^3 ayant la même symétrie propre, les données théoriques ne permettent pas de savoir si les ions M et les ions CO^3 vibrent ensemble dans une même vibration propre du cristal ou si certaines vibrations propres correspondent à des vibrations d'ions M et d'autres à des vibrations d'ions CO^3. On trouve quatre vibrations A_{1g}, deux B_{1g}, deux B_{2g}, quatre B_{3g} actives en Raman.

Les mouvements permis en I. R. sont :

deux mouvements de type B_{3u}, la translation T_X ne produisant pas de moment électrique dans le cristal, et l'antitranslation V_X (tous les ions CO^3 vibrant parallèlement en sens inverse de tous les ions Ca) qui doit produire un fort moment électrique et être de fréquence assez élevée;

quatre mouvements de type B_{2u} (ou B_{1u}), dont la translation T_Y (ou T_Z) et trois vibrations. Nous supposons que parmi ces vibrations se trouve l'antitranslation V_Y (ou V_Z) et deux autres vibrations produisant un moment électrique plus faible. Nous devons donc observer en I. R. trois bandes très fortes, de moment parallèle à chacun des axes de symétrie du cristal.

II. VIBRATIONS INTERNES. — L'ion CO^3 libre de symétrie D_{3h} possède quatre vibrations propres; deux sont simples : ν_1 ($\sim$ 1080 cm^{-1}) et ν_2 ($\sim$ 850 cm^{-1}); deux sont doublement dégénérées ν_3 ($\sim$ 700 cm^{-1}) et ν_4 ($\sim$ 1450 cm^{-1}). L'ion CO^3 de symétrie C_s possède six vibrations propres simples; deux équiva-

([3]) A. KASTLER et A. ROUSSET, *Journal de Physique*, 2, 1941, p. 49.

lentes à ν_1 et ν_2 sont symétriques, $s(\sigma_X)$; les deux dégénérées donnent chacune deux vibrations simples, l'une $s(\sigma_X)$, l'autre $a(\sigma_X)$. Pour déterminer les ordres de grandeur des variations de la polarisabilité et du moment électrique de l'ion dans ces vibrations, nous raisonnons par continuité à partir des vibrations d'un ion CO^3 de symétrie D_{3h}. Chacune de ces six vibrations simples donne, par couplage entre les quatre ions de la maille, quatre vibrations de l'ensemble de la maille, les phases relatives des ions dépendant du type de mouvement. Pour chaque vibration, nous pouvons déduire, par une extension de la méthode appliquée aux librations, le tenseur et le moment électrique relatifs à la maille de ceux relatifs à l'ion CO^3 déformé. Les coefficients, nuls dans la vibration correspondante de l'ion CO^3 libre, seront petits si l'ion est peu déformé. Ils sont entre parenthèses dans le tableau suivant :

	Ion CO^3 symétrie D_{3h}.		Ion CO^3 symétrie C_s.		Maille.	
	Type.		Type.		Type.	
ν_1	A'_1	$\varepsilon_{XX}=\varepsilon_{YY}$, ε_{ZZ}	$s(\sigma_X)$	$\varepsilon_{XX}\neq\varepsilon_{YY}$, ε_{ZZ}, (ε_{YZ})	A_{1g}	$\varepsilon_{XX}\neq\varepsilon_{YY}$, ε_{ZZ}
					B_{3g}	(ε_{YZ})
		I		$(M_Z)(M_Y)$	B_{1u}	(M_Z)
					B_{2u}	(M_Y)
ν_2	A''_2	I	$s(\sigma_X)$	$(\varepsilon_{XX})(\varepsilon_{YY})(\varepsilon_{ZZ})(\varepsilon_{YZ})$	A_{1g}	$(\varepsilon_{XX})(\varepsilon_{YY})(\varepsilon_{ZZ})$
					B_{3g}	(ε_{YZ})
		M_Z		$M_Z(M_Y)$	B_{1u}	M_Z
					B_{2u}	(M_Y)
ν ou ν_4	E'	$\lvert\varepsilon_{XX}\rvert=\lvert\varepsilon_{YY}\rvert=\lvert\varepsilon_{XY}\rvert$	$s(\sigma_X)$	$\varepsilon^{*}_{XX}\varepsilon^{*}_{YY}(\varepsilon_{ZZ})(\varepsilon_{YZ})$	A_{1g}	$\varepsilon^{*}_{XX}\varepsilon^{*}_{YY}(\varepsilon_{ZZ})$
					B_{3g}	(ε_{YZ})
				$M_Y(M_Z)$	B_{1u}	(M_Z)
					B_{2u}	M_Y
		$\lvert M_X\rvert=\lvert M_Y\rvert$	$a(\sigma_X)$	$\varepsilon^{*}_{XY}(\varepsilon_{ZX})$	B_{1g}	ε^{*}_{XY}
					B_{2g}	(ε_{ZX})
				M_X	A_{1u}	I
					B_{3u}	M_X

Nota. — Dans une même colonne les coefficients marqués d'un astérisque sont peu différents les uns des autres, si l'ion CO^3 est peu déformé.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Transpositions intramoléculaires dans la série des naphtoquinônephénylhydrazones.* Note de Mme **Pauline Ramart-Lucas**, Mme **Marthe Grumez** et M. **Modeste Martynoff**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Aucune méthode chimique n'a jusqu'ici permis d'établir la structure des dérivés acylés des oxyazoïques, c'est-à-dire de déterminer si le groupe acyle est lié à l'O (ester azoïque) ou à l'N (quinone-hydrazone). Par contre il a été récemment montré [1] que cette structure, encore si discutée, peut être aisé-

---

(1) Mme Ramart-Lucas, *Comptes rendus*, **215**, 1042, p. 468; *Bull. Soc. Chim.*, **10**, 1943, p. 36.

ment connue par l'analyse spectrale. On peut dès lors non seulement fixer les formules de ces combinaisons, mais encore étudier les métamorphoses qu'elles subissent, soit au cours de leur formation, soit lors de leur hydrolyse.

C'est ainsi que, ayant établi la structure de certains dérivés de l'orthonaphtoquinone, il nous a été possible de mettre en évidence et d'étudier leurs métamorphoses. L'existence de ces métamorphoses a échappé à Willstätter, Auwers et leurs élèves, qui avaient vainement tenté d'établir la structure de ces corps. En traitant la 1.5-dichloroamphinaphtoquinone par la benzoylphénylhydrazine, Willstätter et Parnas [2] obtinrent un corps auquel ils attribuèrent la constitution de la benzoylphénylhydrazone de la 5-chloro-6-oxy-β-naphtoquinone. Ils représentèrent son produit d'hydrolyse par (III). Enfin ils supposèrent que le composé formé par benzoylation de l'une et de l'autre de ces substances est un dérivé quinonique dérivant de (III) par fixation de deux C^6H^5CO, l'un sur l'N, l'autre sur l'O.

Auwers, avec Eisenlohr [3] puis avec Walter [4], reprit ces recherches. Il s'éleva vivement contre ces conceptions et soutint que toutes les substances étudiées sont des azoïques.

Après avoir reproduit les synthèses décrites par Willstätter, en suivant exactement les indications données par ce savant et soumis les substances obtenues à l'analyse spectrale, nous avons établi que :

1° *Le produit de condensation de la dichloroamphinaphtoquinone avec la benzoylphénylhydrazine n'a pas la forme quinonique ainsi que le croyait Willstätter mais possède la structure du 1-benzènazo-2-benzoyloxy-6 oxy-5-chloronaphtalène* (I). Le spectre de ce composé est tout à fait semblable à celui du 1-benzènazonaphtalène, ce qui correspond à la présence d'un groupe azoïque dans sa molécule.

2° *L'hydrolyse de cet ester est accompagnée d'une transposition intramoléculaire, et le composé obtenu n'a pas, comme l'affirmait Auwers, la structure azoïque, mais celle de l'α-phénylhydrazone de la 6-oxy-5-chloro-β-naphtoquinone* (III). Dans le spectre de ce composé il n'apparaît aucune des bandes qui caractérisent les combinaisons azoïques. Par contre ce spectre est tout à fait semblable à celui du 1-benzènazo-2-oxynaphtalène lequel, dans les mêmes conditions de solvant, se trouve surtout sous la forme quinone-hydrazone.

3° *Le prétendu dérivé dibenzoylé de Willstätter ne contient en réalité qu'un seul groupe benzoyle et possède la structure de la 6-benzoyloxy-5-chloro-β-naphtoquinone* (VI). Son dosage de N donne des résultats qui correspondent exactement au dérivé monobenzoylé. Or l'étude de ses produits de réduction d'une part et celle de son spectre d'absorption d'autre part conduisent à lui attribuer la formule (VI).

---

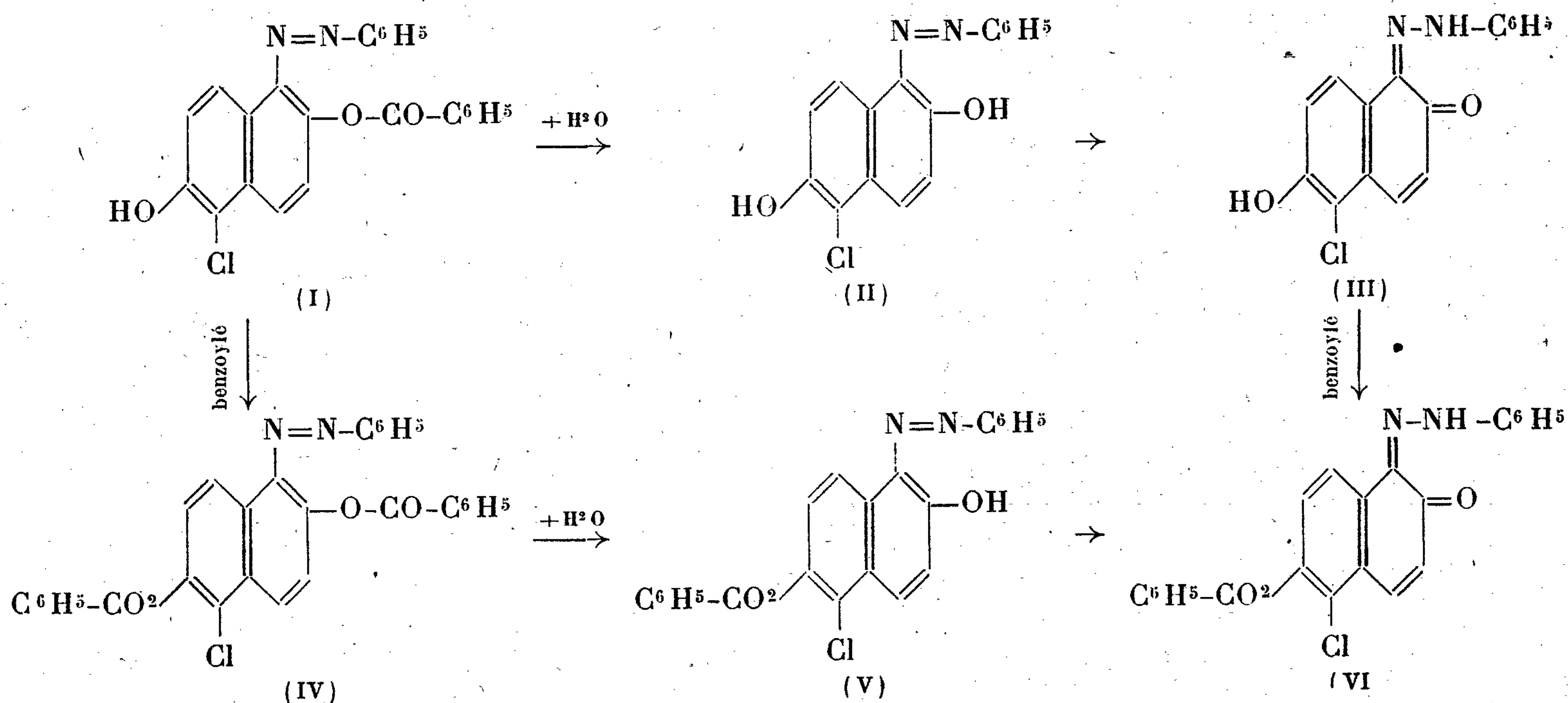
(2) R. WILLSTÄTTER et PARNAS, *Ber. d. chem. Ges.*, **40**, 1907, p. 3971

(3) K. AUWERS et F. EISENLOHR, *Ber d. chem. Ges.*, **41**, 1908, p. 415

(4) K. AUSWERS et E. WALTER, *Ann. der Chem.*, **487**, 1931, p. 79

La formation de ce composé par benzoylation de (III) se conçoit aisément par estérification du OH en 6. Pour expliquer la formation de ce même ester quand on benzoyle (I) on peut admettre qu'il se fait intermédiairement le diester (IV) lequel, instable, s'hydrolyse immédiatement en donnant le monoester (V) qui prend aussitôt la forme quinonique.

L'ensemble de transformations ainsi observées peut être représenté par le schéma



En résumé, l'analyse spectrale des dérivés de la dichlor-amphi-naphtoquinone étudiés par Willstätter et par Auwers permet aisément de déterminer leur structure et de mettre en évidence les métamorphoses qu'ils subissent, soit au cours de leur synthèse, soit quand on les hydrolyse. Ces phénomènes avaient échappé aux savants précités, ce qui explique que, dans leur ensemble, les hypothèses qu'ils ont émises à la suite de leurs recherches, sur la constitution de ces substances, ne peuvent être retenues.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Contribution à la chimie des benzophénothiazines substituées.* Note de MM. **Buu-Hoï** et **Jean Lecocq**, présentée par M. Marcel Delépine.

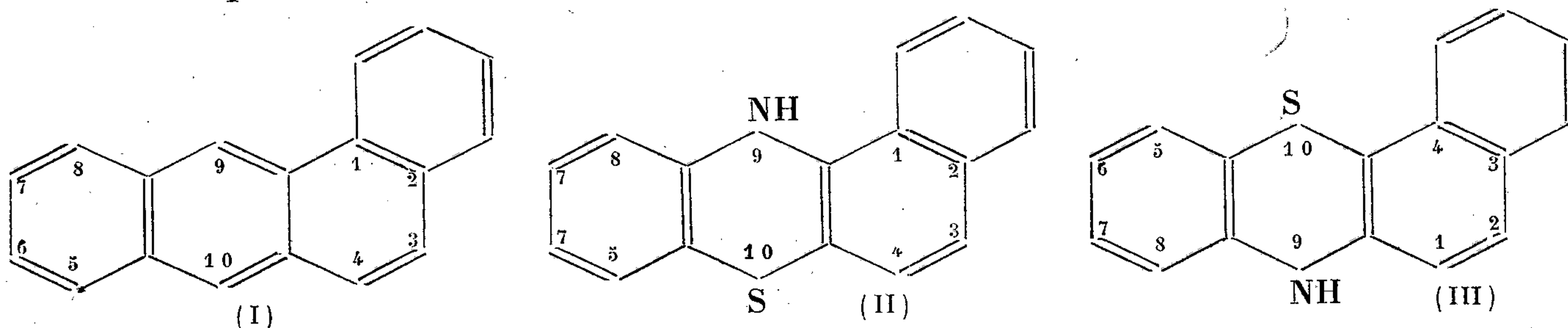
Il a été montré récemment (1) que certaines substances polycycliques inhibent, dans une mesure plus ou moins importante, l'action biologique des hydrocarbures cancérigènes. L'interprétation qui a été donnée de ce phénomène est que ces substances inhibitrices, possédant une configuration moléculaire proche de celle des hydrocarbures cancérigènes auxquels on les oppose, sont susceptibles d'occuper dans la cellule les places qu'auraient prises les

---

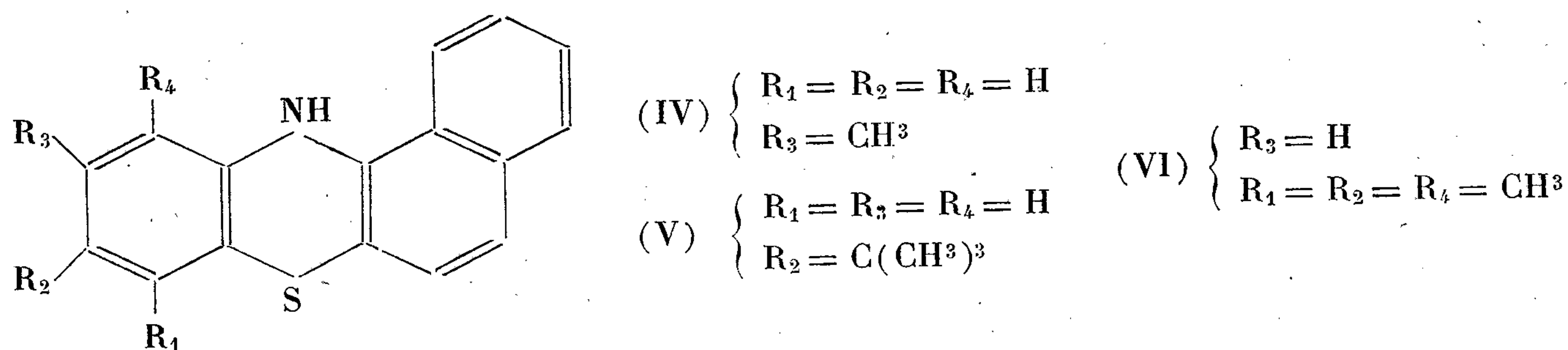
(1) A. Lacassagne, Buu-Hoï et P. Cagniant, *C. R. Soc. Biol.*, **128**, 1944, p. 16.

molécules de ces derniers s'ils avaient été administrés seuls. Il semble donc intéressant de fabriquer des corps dont la structure serait proche de celles qui sont bien reconnues comme étant favorables à l'activité carcinogène, mais dont l'arrangement électronique ne comporterait pas de zones d'accumulation d'électrons B, comme c'est le cas pour les hydrocarbures cancérigènes [2].

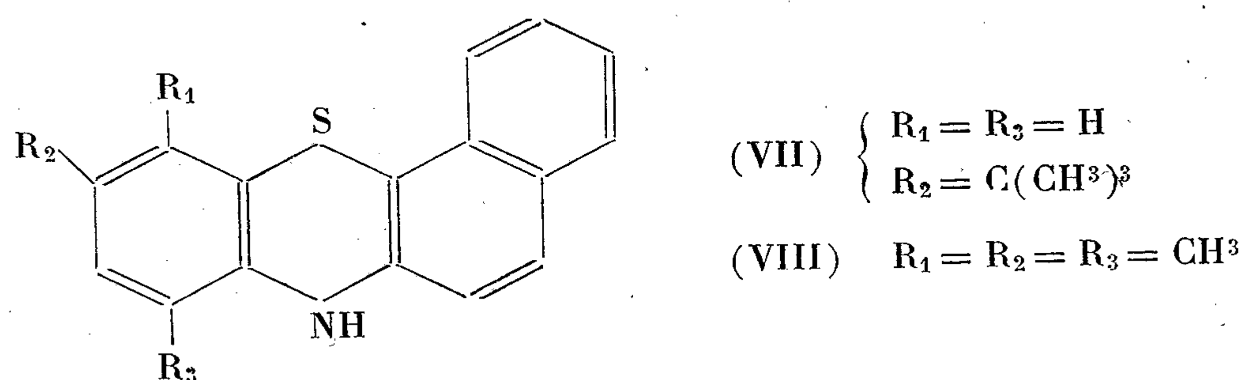
On sait que, dans la molécule de benzanthracène (I), la substitution par des



méthyles sur les positions 5, 6, 7, 8, 9 et 10 est favorable à l'activité biologique [3]. D'autre part Haddow et ses collaborateurs [4] ont montré que les 1.2- et 3.4-benzophénothiazines (II) et (III) ainsi que leurs dérivés 6- et 9-méthylés inhibent la croissance des tumeurs greffées. Nous avons donc pensé à préparer une série de dérivés substitués des deux noyaux (II) et (III); le présent travail



concerne les corps suivants qui, à notre connaissance, n'ont pas encore été signalés : 7-méthyl-1.2-benzophénothiazine (IV), préparée par cyclisation au soufre de la *m*-tolyl-α-naphtylamine; 6-tertiobutyl-1.2-benzophénothiazine (V), préparée de même à partir de la *p*-tertiobutylphényl-α-naphtylamine; 5.6.8-triméthyl-1.2-benzophénothiazine (VI), obtenue en partant de la pseudocumyl-α-naphtylamine; 6-tertiobutyl-3.4-benzophénothiazine (VII), synthétisée à partir de la *p*-tertiobutylphényl-β-naphtylamine; enfin la 5.6.8-tri-



(2) Nous adoptons comme hypothèse de travail celle d'O. Schmidt sur l'étiologie du cancer (voir par exemple Buu-Hoï, *C. R. Soc. Biol.*, 127, 1943, p. 725).

(3) Badger, Cook, Hewett, Kennaway, Martin et Robinson, *Proc. Roy. Soc.* (Londres), B, **129**, 1940, p. 439.

(4) *Proc. Roy. Soc.* (Londres), B, **131**, 1941, p. 265.

méthyl-3.4-benzophénothiazine (VIII), obtenue à partir de la pseudocumyl-β-naphtylamine. Les corps ainsi obtenus font actuellement l'objet d'essais biologiques au laboratoire de M. Lacassagne. Comme l'effet des méthyles est cumulatif dans le benzanthracène, on peut espérer que les corps (VI) et (VIII) pourraient avoir éventuellement une action inhibitrice intéressante.

PARTIE EXPÉRIMENTALE. — 1° (IV) $C^{17}H^{13}NS$, la *m*-tolyl-α-naphtylamine (ainsi que les homologues décrits plus bas) est préparée en chauffant l'α-naphtylamine avec l'aniline correspondante 10 heures à 250°, puis 2 heures à 260° en présence d'iode et en rectifiant le résidu de la réaction. Pour obtenir (IV), on chauffe 4g de *m*-tolyl-α-naphtylamine avec 2g de soufre et une trace d'iode à 190° pendant 5 minutes, et recristallise plusieurs fois le produit de réaction dans le benzène; paillettes jaune clair F 160°, donnant avec SO^4H^2 concentré une couleur bleue d'outremer; 2° *p-tertiobutylphényl-α-naphtylamine* $C^{20}H^{21}N$, $É_{20}$ 255-265°, F 89° (de l'éther de pétrole) : fines aiguilles incolores, très solubles dans le benzène, obtenues à partir de la 4-tertiobutylaniline et de l'α-naphtylamine; 3° (V) $C^{20}H^{19}NS$, la cyclisation se fait à 180° sur 10g d'amine, 2g,35 de soufre et une trace d'iode. Aiguilles prismatiques jaune verdâtre, solubles dans le benzène, F 151°, donnant avec SO^4H^2 une coloration bleu foncé virant au rouge carmin par addition d'acide nitrique; 4° *pseudocumyl-α-naphtylamine* $C^{19}H^{19}N$, $É_{20}$ 255°, F 67°; poudre microcristalline incolore (de l'éther de pétrole) préparée en partant de la pseudocumidine. *Dérivé N-acétylé* $C^{21}H^{21}NO$, belles aiguilles incolores F 137° (de l'acide acétique); 5° (VI) $C^{19}H^{17}NS$, l'action du soufre a lieu déjà vers 170°; aiguilles jaune verdâtre, solubles dans le toluène, F 149°, se colorant en bleu foncé par SO^4H^2 (NO^3H fait virer au rouge). *Dérivé N-acétylé* $C^{21}H^{19}NS$, poudre cristalline presque incolore, ne donnant qu'une faible coloration avec SO^4H^2, F 189° (de l'acide acétique); 6° *p-tertiobutylphényl-β-naphtylamine* $C^{20}H^{21}N$, obtenue en chauffant 36g de β-naphtol avec 20g de 4-tertiobutylaniline à 180° pendant 12 heures, rendement 15g; $É_{18}$ 265-280°, F 75° (de l'éther de pétrole); aiguilles soyeuses incolores, moins solubles que l'isomère α; 7° (VII) $C^{20}H^{19}NS$, la cyclisation a lieu à 180°; paillettes jaune clair, très peu solubles dans l'alcool, solubles dans le benzène, F 180°, donnant avec SO^4H^2 une coloration violet foncé virant au violet rouge par NO^3H; 8° *pseudocumyl-β-naphtylamine* $C^{19}H^{19}N$, 15g de β-naphtol et 28g de pseudocumidine sont chauffés avec une petite quantité d'iode à 200° 12 heures; $É_{20}$ 265°, F 75° (de l'éther de pétrole); poudre cristalline incolore, peu soluble dans l'éther de pétrole. *Dérivé N-acétylé* $C^{21}H^{19}NS$, aiguilles incolores, F 158° (de l'acide acétique); 9° (VIII) $C^{19}H^{17}NS$, cristaux prismatiques jaune verdâtre, peu solubles dans le benzène froid, solubles dans le toluène, F 148°, donnant une solution violette avec SO^4H^2. *Dérivé N-acétylé* $C^{21}H^{19}ONS$, poudre cristalline incolore (de l'acide acétique), F 158-160°.

Toutes les benzophénothiazines décrites s'oxydent facilement par le chlorure ferrique (en milieu alcoolique) en présence d'acide picrique, en fournissant les picrates de benzophénazthionium correspondantes (se présentant généralement sous forme de cristaux brun chocolat).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le propyl-4 cyclohexanol. Déshydratation et oxydation.* Note de M. **Bernard Gauthier**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons montré (1) comment l'hydrogénation de l'eugénol et de l'isoeugénol conduisait facilement, non pas à l'octahydroeugénol, mais au produit de déméthylation correspondant, le propyl-4 cyclohexanol.

(1) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 28.

Nous étudierons ici l'action, sur ce cyclanol, des agents de déshydratation et d'oxydation.

A. *Déshydratation.* — L'aptitude des cyclanols à se laisser déshydrater en milieu acide est bien connue. Senderens (2), en particulier, a étudié les concentrations les plus favorables à la préparation des cyclènes correspondants. Il semble bien que cette propriété soit encore accentuée par la présence d'un substituant alcoyle.

Nous l'avons nous-même remarqué dans la Note précédente à propos du propyl-4 cyclohexanol, quand nous avons étudié le passage de cet alcool à ses esters halogénés. Du reste, l'élimination d'une molécule d'hydracide à partir du dérivé halogéné est aussi facile que celle d'une molécule d'eau à partir de l'alcool.

Nous avons utilisé cette double propriété pour la préparation du dérivé éthénique correspondant.

1° *Déshydratation par* SO^4H^2. — Nous avons utilisé la technique de Senderens décrite dans *Synthèses organiques* (3), c'est-à-dire l'action de l'acide sulfurique concentré, ce qui nous a fourni, avec un rendement de 69 %, en produit pur, le propyl-4 cyclohexène C^9H^{16}, non encore signalé, dont les constantes sont : $É_{754}$ 156°; $d_4^{18,5}$ 0,8196; $n_D^{18,5}$ 1,4538; RM_D tr. 40,87; calc. 41,09.

2° *Déshydratation par* PO^4H^3. — Nous avons également utilisé, comme agent déshydratant, l'acide phosphorique, déjà utilisé pour quelques cyclanols (3), (4). Il suffit de chauffer notre cyclanol, au bain d'huile, avec 20 % de son poids d'acide. L'eau formée entraîne le propylcyclohexène, dont les dernières traces sont éliminées sous vide. Le rendement est de 80 % en produit pur.

A partir de cet hydrocarbure nous avons préparé, mieux que par estérification bromhydrique de l'alcool, le dérivé bromé correspondant. Il suffit pour cela de verser goutte à goutte une solution chloroformique de brome dans une solution chloroformique du carbure. La réaction est instantanée. Mais ce bromure est peu stable. Le distillat reste coloré en jaune. Cependant l'analyse et les constantes sont bonnes, $É_{15}$ 129-130°; d_4^{19} 1,5239; n_D^{18} 1,5290; R_D tr. 57,41; calc. 57,09; Br % tr. 57,06; calc. 56,33 pour $C^9H^{16}Br^2$.

B. *Oxydation chromique.* — Dans le mélange de Beckmann (5), on fait arriver peu à peu l'alcool en évitant tout échauffement. On termine la réaction sur B.-M. à 50°, pendant 10 minutes. On extrait à l'éther, lave au bicarbonate, sèche, chasse l'éther. A partir de 20^g d'alcool, on isole 18^g,5 de produit huileux.

Par fractionnement on isole 1° une fraction cétonique, 86,5 % brut; 2° 1^g,5 de l'alcool de départ.

---

(2) *Ibid.*, 154, 1912, p. 1169.

(3) *Synthèses organiques*, traduction française, p. 261.

(4) G. Vavon et M. Barbier, *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 49, 1931, p. 567; W. M. Dehn et K. E. Jackson, *J. Am. Chem. Soc.*, 55, 1933, p. 4205.

(5) *Ann. der Chem.*, 250, 1889, p. 335.

La propyl-4 cyclohexanone est à peu près pure d'emblée. Cependant on la purifie en passant par la semicarbazone. Une oximation préalable fait connaître le pourcentage en produit cétonique et donc la quantité de chlorhydrate de semicarbazone à mettre en œuvre. La semicarbazone est purifiée par plusieurs recristallisations dans l'alcool à 95°. Par hydrolyse oxalique, combinée avec un entraînement à la vapeur d'eau, on isole finalement la propyl-4 cyclohexanone pure $C^9H^{16}O$: $É_{15}$ 97°,5; d_4^{19} 0,9072; n_D^{19} 1,4530; RM_D tr. 41,69; calc. 41,57. Elle a une odeur pénétrante, peu agréable, une saveur amère et brûlante. La semicarbazone fond à 188°,5 (Maq.).

On a préparé également l'oxime F 38-39°; $É_{21}$ 135-140°; n_D^{16} 1,4874, et la dinitro-2.4 phénylhydrazone F 132°,5-133°.

C. *Oxydation nitrique.* — On sait que l'oxydation nitrique des cyclanols conduit facilement aux acides adipiques correspondants. Nous nous sommes donc inspiré de la technique décrite dans *Synthèses organiques* (6) pour l'acide adipique lui-même où l'on utilise, comme catalyseur, le vanadate d'ammonium et, comme oxydant, l'acide nitrique à 50 % (*d* 1,32). Il faut éviter que la température ne s'élève au-dessus de 60° au cours de la réaction. En opérant sur de petites quantités (1/10 de molécule) on peut ajouter l'alcool assez rapidement. On termine sur bain-marie. Il surnage finalement une huile qu'on reprend par l'éther. Après traitement habituel, on distille à pression aussi basse que possible si l'on veut éviter une légère décomposition. Par séjour à la glacière, l'huile cristallise. On a ainsi le propyl-3 hexanedioïque ou acide β-propyladipique $C^9H^{16}O^4$ de constantes F 46-48°; $É_4$ 189-190°.

Il faut remarquer que ce corps a déjà été obtenu par J. v. Braun et ses collaborateurs par condensation de la cyanhydrine du butanol avec le cyanacétate d'éthyle, ce qui nécessitait une série laborieuse de six opérations (7). Notre méthode est beaucoup plus simple, puisqu'elle nous donne, à partir de l'eugénol, en deux temps seulement : eugénol → propyl-4-cyclohexanol → propyl-3 hexanedioïque.

Nous nous proposons de prendre ces trois matières premières propyl-4 cyclohexanol, propyl-4 cyclohexène, propyl-4 cyclohexanone comme point de départ pour une étude plus complète.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur la diffusion de la lumière par les cristaux liquides.* Note (1) de M. **Pierre Chatelain**, présentée par M. Charles Mauguin.

Les cristaux liquides diffusent beaucoup de lumière lorsqu'ils sont dans la phase nématique. Utilisant des préparations d'azoxyanisol, orientées parallè-

---

(6) *Synthèses organiques*, traduction française, p. 15.

(7) J. V. Braun, W. Keller et R. Weissbach, *Ann. der Chem.*, **490**, 1931, pp. 179-188.

(1) Séance du 13 mars 1944.

lement à l'axe optique, dans toute leur étendue, par le frottement des parois (²), j'ai étudié la lumière diffusée, en fonction de la température, de l'angle de diffusion et des états de polarisation de la lumière incidente et diffusée.

Les préparations utilisées ont une épaisseur de 0,25 de millimètre; elles sont limitées, à leur partie inférieure par une lame de verre plane, à leur partie supérieure soit par une autre lame plane, soit par une lentille demi-boule, dont l'indice est compris entre les deux indices ordinaire et extraordinaire de la lame cristal liquide. Malgré sa faible épaisseur, cette lame diffuse suffisamment de lumière pour permettre des mesures visuelles. Elle est éclairée par un faisceau peu convergent de lumière monochromatique, polarisée, provenant d'une lampe au sodium. Le photomètre est monté sur le cercle vertical d'un goniomètre; il entraîne avec lui la source de comparaison, constituée par une lampe au sodium, identique à la première. Le tout réglé de façon à tourner exactement autour de la préparation, permet de recevoir successivement des faisceaux diffusés dont les axes font, avec les rayons incidents, des angles α, compris entre 10 et 50°, dans l'air.

La lumière incidente est polarisée rectilignement; dans les divers cas étudiés, elle vibre soit suivant la direction de l'axe optique, soit perpendiculairement, celui-ci étant lui-même perpendiculaire ou parallèle au plan de diffusion. Un analyseur, placé à la sortie du photomètre, laisse passer soit la vibration située dans le plan de diffusion, soit la vibration perpendiculaire. Pour chaque valeur de α, cet appareil permet de comparer deux faisceaux lumineux, d'égale étendue géométrique, transportant deux vibrations rectangulaires; les résultats expérimentaux ainsi obtenus ne sont pas directement comparables; les deux faisceaux ont, en effet, subi des réfractions différentes dans le passage du cristal liquide à l'air, à travers les dioptres qui limitent la préparation; ils correspondent donc à deux valeurs différentes de l'angle de diffusion Φ dans le cristal liquide; dans ce milieu, leurs étendues géométriques sont aussi différentes et les pertes par réflexions, au passage des divers dioptres, dépendent de l'orientation des vibrations transportées. Il a donc fallu calculer les brillances correspondant aux deux vibrations transportées pour les mêmes angles Φ de diffusion; ces calculs sont simplifiés dans le cas où la préparation est limitée par une lentille demi-boule, dont le rayon est grand par rapport à celui de la partie éclairée placée en son centre; cette lentille a, de plus, l'avantage de permettre les mesures pour des angles Φ plus grands.

Action de la température. — Quelle que soit l'orientation de la vibration incidente et des vibrations diffusées, il n'est pas observé d'effet sensible de la température. Ce fait rend plus aisé les mesures, il n'est pas utile de protéger calorifiquement la préparation.

Intensité de la lumière diffusée. — Quelle que soit la combinaison envisagée

---

(²) Pierre Chatelain, *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 875.

pour la disposition relative de la vibration incidente, de l'axe optique et du plan de diffusion, *c'est le faisceau transportant la vibration diffusée perpendiculaire à la vibration du faisceau éclairant qui est le plus intense pour les faibles angles de diffusion*, l'écart allant en diminuant quand cet angle augmente.

D'autre part l'intensité des deux faisceaux décroît, d'abord très rapidement, puis plus lentement, quand Φ croît.

L'appareillage utilisé est assez défectueux; je n'ai pu, par suite des circonstances actuelles, me procurer un outillage mieux adapté; en particulier les lentilles et les lames, limitant la préparation, diffusent (ou réfléchissent) une quantité importante de lumière; il est possible de mesurer son intensité en portant la préparation au-dessus du point de transformation en liquide isotrope; on constate alors que cette lumière parasite vibre comme la lumière éclairante; c'est donc sur le faisceau le moins intense qu'il faut faire porter une correction, assez importante pour les faibles angles de diffusion. Aussi ne donnerai-je ici que les valeurs du facteur de dépolarisation ρ, valeurs qui sont entachées d'une erreur de l'ordre de 20 % ; il sera facile de diminuer beaucoup cette erreur.

Valeurs de ρ pour la raie D.

	Φ......	11°.	18°.	27°.	44°.
I ...	*a*..........	5	4	2,2	1,7
	b..........	6	3,5	3	1,6
II. .	*a*..........	5	3	2	1,7
	b..........	3	2,3	1,3	1

I, l'axe optique est perpendiculaire au plan de diffusion.
II, l'axe optique est parallèle au plan de diffusion.
a, la vibration éclairante est perpendiculaire au plan de diffusion.
b, la vibration éclairante est dans le plan de diffusion.

Il semble que ces résultats doivent écarter l'idée d'une diffusion moléculaire due à des fluctuations d'orientation comparables aux fluctuations de densité ou de concentration au voisinage des points critiques. Il paraît plus probable que c'est là une diffusion produite par des éléments anisotropes dont les dimensions sont de l'ordre des dimensions des longueurs d'onde lumineuses; ces phénomènes sont, en effet, analogues à ceux observés par Tyndall [3], et, surtout, à ceux actuellement observés dans le cas des solutions colloïdales ou des solutions de substances à grosses molécules, étudiés par Krishnan et F. Perrin [4].

Pour la première fois l'étude porte sur un milieu trouble anisotrope, dont l'anisotropie est directement liée aux éléments microscopiques produisant la diffusion; l'étude expérimentale et théorique de ce nouveau cas doit être particulièrement importante pour la connaissance, d'une part des milieux troubles, et d'autre part de l'état nématique.

(3) Bouasse, *Diffraction*, p. 450.
(4) *Journ. de Phys.*, 3, 1942, p. 41 (où se trouve de plus une bibliographie de cette question).

OPTIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *La loi normale de luminosité des éclipses de Lune de 1894 à 1943* [1]. Note de M. **Gérard de Vaucouleurs**, présentée par M. Charles Maurain.

1. Il y a déjà près d'un quart de siècle que A. Danjon a établi l'existence de variations caractéristiques, fonction de l'activité solaire, dans l'aspect et la luminosité de la Lune éclipsée [2].

L'étude photométrique précise des éclipses de Lune commencée à la suite de cette découverte ne pourra guère porter ses fruits avant les quelques dizaines d'années nécessaires pour couvrir un nombre suffisant de cycles d'activité solaire.

Tableau I.

Dates.	*n*.	L_0.	Φ.	ΔL.	O — C.
94- 9-15	3	1,7	,45	—0,7	—0,2
95- 3-11	8	2,0	,50	—0,5	0,0
95- 9- 4	4	(1,5)	,55	(—1,1)	(—0,7)
96- 2-28	4	2,6	,59	—0,1	+0,3
98- 1- 7	6	(2,1)	,75	(—1,0)	(—0,9)
98- 7- 3	14	3,0	,80	—0,2	—0,1
98-12-27	10	2,9	,85	—0,4	—0,3
99-12-16	8	3,4	,93	—0,1	0,0
02- 4-22	5	2,3	,05	+0,9	+0,5
02-10-17	2	(2,5)	,09	(+1,0)	(+0,6)
03- 4-11	16	0,4*	,13	—1,2*	—1,5*
03-10- 6	1	0*	,18	—1,7*	—1,9*
05- 2-19	23	1,3*	,29	—0,7*	—1,1*
05- 8-15	12	1,5*	,33	—0,6*	—1,0*
06- 2- 9	5	2,5	,37	+0,3	—0,1
06- 8- 4	1	2	,41	—0,3	+0,8
07- 7-25	1	3	,49	+0,5	0,0
09- 6- 3	12	3,5	,65	+0,6	0,0
09-11-27	1	(3)	,69	(+0,1)	(+0,5)
10-11-16	31	3,4	,77	+0,3	—0,2
12- 4- 1	12	3,7	,89	+0,3	+0,1
13- 3-22	3	0,7*	,97	—2,9*	—3,1*
13- 9-15	1	(1)*	,01	(—0,3)*	(—0,4)*
14- 3-12	19	2,0	,06	+0,6	+0,5
17- 1- 8	3	(2,0)	,34	(—0,1)	(—0,6)
17- 7- 4	12	2,0	,39	—0,2	—0,7
19-11- 7	1	3	,62	+0,2	—0,1
20- 5- 3	22	3,3	,67	+0,4	+0,1
21-10-16	24	3,7	,81	+0,5	+0,3
23- 3- 3	2	3,8	,95	+0,2	0,0
24- 2-20	7	1,0	,06	—0,4	—0,7
24- 8-14	26	2,4	,11	+0,8	+0,5
25- 2- 8	8	2,6	,16	+0,9	+0,6
27-12- 8	2	2,7	,44	+0,4	—0,1
31- 4- 2	9	3,4	,76	+0,3	+0,2
31- 9-26	11	3,5	,80	+0,3	+0,2
32- 9-14	10	3,4	,90	—0,1	—0,2
34- 1-30	1	(0,5)	,04	(—0,9)	(—0,7)
35- 1-19	12	0,8	,14	—0,8	—0,6
35- 7-16	1	(1)	,18	(—0,7)	(—0,6)
36- 1- 8	6	1,6	,23	—0,2	—0,1
37-11-18	1	(1,5)	,32	(—0,6)	(—0,5)
38-11- 7	14	2,6	,42	+0,3	+0,5
42- 3- 2	6	2,8	,84	—0,5	—0,1
42- 8-26	10	2,8	,88	—0,6	—0,2
43- 2-20	2	3,6	,93	+0,1	+0,4
43- 8-15	3	3,5	,98	—0,1	+0,2

Mais, dès à présent, on peut tirer parti des descriptions qualitatives des anciennes éclipses pour mettre en évidence certaines particularités intéressantes du phénomène, dont l'interprétation pourrait conduire à préciser nos connaissances sur les influences solaires dans la haute atmosphère terrestre.

---

[1] Séance du 3 avril 1944.

[2] *Comptes rendus*, **171**, 1920, p. 1127; *L'Astronomie*, 35, 1921, p. 261.

2. La luminosité L de la Lune pendant les éclipses de 1894 à 1943 a été déterminée dans l'échelle de A. Danjon (*loc. cit.*), d'après les nombreuses descriptions rapportées dans *L'Astronomie*. Le tableau I donne le nombre *n* des observations, les moyennes L_0 obtenues et la phase Φ du cycle solaire (en fraction de la période considérée). Les meilleures valeurs sont indiquées en chiffres gras; les valeurs douteuses, placées entre parenthèses, sont généralement erronées par défaut pour les éclipses partielles et observées dans le crépuscule (4-9-95, 7-1-98; 30-1-34, 16-7-35 ...); les valeurs marquées * sont perturbées par l'effet de grandes éruptions volcaniques. Erreur moyenne d'une bonne détermination de L, $\pm 0,4$; erreur probable des L_0, $\pm 0,1$ à $\pm 0,2$ suivant *n*.

3. Une première approximation montre que les cycles successifs présentent, par rapport à la loi de luminosité moyenne, des différences systématiques $\Delta L = L_0 - \overline{L_0}$ bien définies et égales en moyenne à $\overline{\Delta L} = -0,3$ (1890-1901); $+0,4$ (1901-1913); $+0,3$ (1913-1923); $+0,3$ (1923-1933); $-0,3$ (1933-1943). Après correction, les moyennes des valeurs retenues de L_0 (chiffres gras du tableau I) sont (nombre d'éclipses entre parenthèses) :

TABLEAU II.

Φ.	$\overline{L}$.	$\overline{\|R_L\|}$.	Φ.	$\overline{L}$.	$\overline{\|R_L\|}$.	Φ.	$\overline{L}$.	$\overline{\|R_L\|}$.
0,0—0,1...	1,4 (3)	0,50	0,3—0,4...	1,9 (2)	0,20	0,6—0,7...	3,0 (2)	0,15
0,1—0,2...	1,8 (3)	0,53	0,4—0,5...	2,4 (3)	0,30	0,7—0,8...	3,1 (2)	0,05
0,2—0,3...	1,9 (1)	–	0,5—0,6...	2,6 (2)	0,30	0,8—0,9...	3,2 (7)	0,10
						0,9—1,0...	3,6 (5)	0,24

La relation linéaire

$$L_\Phi = 1,3 + 2,4\Phi \tag{1}$$

représente ces moyennes avec une erreur moyenne de $\pm 0,1$ seulement.

Cette loi diffère sensiblement de celle obtenue par Danjon, principalement au début du cycle; ce fait est attribuable, en grande partie, à l'influence sur cette dernière de séries d'éclipses perturbées, survenues à plusieurs reprises dans les premières années d'un cycle solaire (1890-91; 1903-04; 1913), éclipses rejetées de la statistique actuelle (§ 2).

Les écarts $\Delta L = L_0 - L_\Phi$ sont portés dans le tableau I; les résidus par rapport à la loi particulière relative au cycle considéré sont

$$R_L = L_0 - (L_\Phi + \overline{\Delta L}) = \Delta L - \overline{\Delta L};$$

le résidu moyen $\overline{|R_L|}$ est donné par le tableau II. L'écart moyen $\overline{|\Delta L|}$ (et aussi $\overline{|R|}$) paraît diminuer quand Φ croît comme si le phénomène se reproduisait avec moins de régularité au début des cycles, surtout lorsque $\Phi < 0,2$ (écart moyen $\pm 0,7$ pour $\Phi < 0,2$, contre $\pm 0,3$ pour $\Phi > 0,2$).

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la présence de deux stérols nouveaux et d'un ester à poids moléculaire élevé dans le* Parinarium macrophyllum *Sab.* Note de M. **Antonio Sosa**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Après avoir étudié ([1]) le fruit de *Parinarium macrophyllum* ([2]), surtout au point de vue de la composition en glucides, protides et diastases, dans le présent travail nous étudions la portion insaponifiable des lipides de l'amande et un constituant lipoïdique de l'endocarpe du fruit. L'huile et les acides gras seront examinés ailleurs.

Graines. — L'huile de l'amande contient 94,5 % d'acides gras totaux et 0,85 % d'insaponifiable. Ce dernier ($0^{g},5$), extrait par l'éther éthylique, est repris une première fois par ce solvant à l'ébullition qui laisse déposer des cristaux par refroidissement. Ceux-ci sont redissous à chaud dans le benzène : par refroidissement on obtient des cristaux incolores, en belles lames au microscope, que l'on finit de purifier par recristallisation dans l'alcool et dans un mélange alcool-benzène (1 : 1). Le produit ainsi obtenu est un phytostérol comme nous le verrons plus loin; nous le désignerons momentanément sous le nom de *Parinarium-stérol a* (81^{mg}). A partir des eaux-mères nous avons isolé un deuxième corps cristallisé, que nous avons purifié par recristallisations répétées dans l'acétone, l'alcool et l'alcool additionné de benzène; nous l'appellerons *Parinarium-stérol b* (63^{mg}). Finalement, les dernières eaux-mères évaporées sous vide (après séparation d'une troisième substance, onctueuse, de couleur jaune orangé) donnent une matière orangée, liquide ($0^{g},12$), visqueuse, d'odeur aromatique et de goût épicé (C 77,15 %, H 11,28 %; P. M. 300; $C^{18}H^{32}O^{2}$) ([3]).

Stérols. — Ils sont lévogyres et donnent la réaction typique de Liebermann. L'analyse élémentaire et les déterminations des poids moléculaires (microcryométrie dans le camphre) donnent les chiffres suivants :

	C %.	H %.	P. M.
Stérol *a*	83,84	12,03	374
» *b*	84,0	12,0	400

Ces faits conduisent à attribuer la même formule brute $C^{28}H^{48}O$ à ces deux corps (calc. %, C 83,93; H 12,08; P. M. 400,6). L'insaturation de la molécule a été mise en évidence par microdétermination de l'indice d'iode (I. I.) ([4]) : dissous dans 1^{cm^3} de chloroforme et au bout de 1 h. 30 min. à 2 heures de contact avec $0^{cm^3},35$ du réactif de Hübl, $1^{mg},60$ du stérol *a* ont fixé une quantité d'iode équivalente à $0^{cm^3},80$ de $S^2O^3Na^2$ $n/100$ (I. I. = 63,4), tandis que ce

([1]) A. Sosa et V. Plouvier, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 569.

([2]) C'est le Pommier du Cayor, *Ginger bread plum* ou Prunier à saveur de pain d'épice. C'est M. Aug. Chevalier qui nous a procuré cet intéressant matériel provenant du Sénégal.

([3]) Les dosages de C et H ont été réalisés par M. S. Vertalier.

([4]) Pour les microdéterminations des indices d'iode et de saponification, voir A. Sosa et Mme Sosa-Bourdouil, *Comptes rendus*, 1940, **210**, p. 59.

chiffre est de $0^{cm^3},68$ pour $1^{mg},33$ du stérol *b* (I. I. = 64,8); l'indice d'iode calculé pour une double liaison dans $C^{28}H^{48}O$ est de 63,4. D'autre part ces deux phytostérols donnent, par chauffage avec l'anhydride acétique, des acétates solides que nous avons recristallisés dans l'alcool. Ces faits, joints aux constantes physiques indiquées plus bas, nous font croire qu'il s'agit de *deux phytostérols isomères, monoéthéniques* et *monohydroxylés*. Ils ne sont pas identiques puisque leur point de fusion est différent ainsi que celui des acétates; de plus le point de fusion du mélange des deux stérols et celui de leurs esters acétiques sont nettement abaissés.

		$[\alpha]_{\lambda}^{15}$ (dans le benzène).					P. F.
	P. F. (5).	λ 589mμ.	578mμ.	546mμ.	435mμ.	$\frac{[\alpha]_{435}}{[\alpha]_{546}}$.	des acétates (5).
Phytostérol *a*...	153°	−29°,4	−29°,7	−35°	−64°,7	1,84	26°
» *b*...	146°-147°	−28°,7	−29°	−33°,7	−62°,9	1,86	130°

Poils endocarpiques. — Chaque graine de *Parinarium* est insérée dans une des deux loges du fruit, qui est tapissée à l'intérieur par des poils tomenteux endocarpiques d'aspect cotonneux. Ces poils ont également fait l'objet de nos analyses. Nous avons extrait, par l'éther, une matière lipoïdique : 42^{g} de ces poils ont été épuisés par l'éther de pétrole (É 40-60°) dans un extracteur Soxhlet; par refroidissement il se dépose dans le sein du solvant $0^{g},23$ d'une substance (0,54 %) d'aspect cireux et fondant à 78°. Par cristallisations repétées dans l'alcool, le benzène et dans un mélange de ces deux solvants, nous avons eu environ 100^{mg} d'un produit pur, cristallin, dont le point de fusion instantané est de 79-80° (5). Il est inactif à la lumière polarisée et extrêmement peu soluble à froid dans la plupart des solvants organiques (alcool, acétone, benzène, acétate d'éthyle, pyridine); il ne donne pas les réactions colorées des stérols. Sa formule est $C^{42}H^{84}O^{2}$:

	C %.	H %.	P. M.
Trouvé..............	81,3	13,57	640
Calculé..............	81,22	13,63	621.

L'indice d'iode est nul. Les réactions des groupements carbonyle, carboxyle et hydroxyle ayant été négatives, nous avons pensé à la fonction ester, ce qui a été confirmé par l'expérience : $20^{mg},5$ du corps en question ont été saponifiés (4) par $1^{mg},91$ de KOH (indice de saponification I. S. tr. 93). L'alcool et l'acide que nous avons isolés dans cette dernière opération fondent respectivement, après purification, à 80 et 65° (5). Tous ces faits s'accordent pour attribuer au produit isolé la formule d'un *ester palmitique de l'alcool cérylique* (I. S. calc. 90,4).

En résumé, nous avons isolé dans l'amande du *Parinarium*, pour la première fois à notre connaissance, deux phytostérols nouveaux et, dans les poils endocarpiques du fruit, un ester de poids moléculaire élevé (palmitate de céryle).

---

(5) Les points de fusion ont été pris au bloc Maquenne.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur l'étude biochimique du* Prunus Nakaii *Léveillé* (Rosaceæ). Note de M. **Victor Plouvier**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Le *Prunus Nakaii* Lév. (= *P. japonica* Thunb. var. *Nakaii* Rehd.) est un arbuste de $1^m,50$, à fleurs blanc-rosé, à fruits subglobuleux de 1^{cm}. Nous avons pensé qu'il pouvait renfermer, comme d'autres *Prunus*, de l'acide cyanhydrique sous forme hétérosidique dans tous ses organes et peut-être un flavonoloside dans ses feuilles.

En effet ses rameaux, feuilles et fleurs nous ont fourni de l'acide cyanhydrique : en avril des jeunes rameaux verts en contiennent $0^g,030$ pour 100^g frais; cette teneur diminue au début de l'été, elle est de 0,017 en juin et reste à peu près la même jusqu'en janvier. Les feuilles sont beaucoup plus riches en acide cyanhydrique : elles en ont fourni 0,087 en avril, 0,132 en juin (maximum); nous avons ensuite constaté une diminution jusqu'à l'automne; les feuilles tombantes n'en renferment plus. Les fleurs, en avril, en ont fourni 0,040 et lors d'une seconde floraison, en septembre, 0,050.

La méthode biochimique de Bourquelot à l'invertine et à l'émulsine, appliquée aux feuilles en juin, a donné, par action de l'émulsine, un rapport sucre réducteur/acide cyanhydrique égal à 7,5, ce qui nous a fait supposer la présence d'amygdonitrileglucoside pour lequel le rapport théorique est 6,6. En septembre, le rapport plus élevé qui a été obtenu (16) indique la coexistence de principes non cyanogénétiques ([1]).

L'amygdonitrilglucoside a été isolé des feuilles (juillet) par épuisement à l'éther, dans un appareil de Soxhlet, d'un extrait incorporé à du sable fin, selon une technique déjà décrite ([2]). Il a été purifié par cristallisation dans l'acétate d'éthyle et identifié par son point de fusion $+142°$, son pouvoir rotatoire α_D $-26°$ et son isomérisation en prulaurasoside en milieu alcalin observée au polarimètre.

La stabilisation des feuilles par l'alcool bouillant s'accompagne d'une libération importante d'acide cyanhydrique (environ 55 %), ce qui diminue beaucoup le rendement de l'extraction.

Tous les liquides d'essais biochimiques effectués sur des feuilles jeunes, d'avril à août, laissent déposer des cristaux jaunes, en prismes ou plaquettes rectangulaires, solubles dans les alcalis dilués avec coloration orangée : il s'agit d'un flavonoloside. Pour éviter que cette cristallisation fausse les analyses biochimiques, il faut filtrer puis diluer les liqueurs après une longue période de repos.

([1]) V. Plouvier, *Thèse Doct. ès sciences*, Paris, 1941, p. 31.
([2]) V. Plouvier, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 2120.

L'extraction de ce flavonoloside a été effectuée sur 200^g de feuilles (juillet). Celles-ci sont projetées dans 4 fois leur poids d'alcool à 80° bouillant pour les stabiliser. Après 20 minutes d'ébullition, l'alcool est décanté et l'épuisement est achevé par un second traitement à l'alcool. Les colatures obtenues sont distillées sous pression réduite à consistance d'extrait mou : ce dernier est repris par 200$^{cm^3}$ d'eau tiède; la solution agitée à l'éther, puis abandonnée en lieu frais, laisser cristalliser le flavonoloside. Nous en avons obtenu environ 0^g,25 qui a été purifié par deux cristallisations dans l'eau.

Il se présente en petits prismes jaunes fondant à 194-202°. Son pouvoir rotatoire déterminé dans l'alcool à 96° est $\alpha_D \neq -214$ (pour la substance hydratée). L'essai chronométrique de Charaux fait apparaître les flocons d'aglycone après 4′40″. Ces résultats identifient cet hétéroside au prunoflavonoloside que nous avons déjà extrait des feuilles de *Prunus triloba* Lindl. et d'*Amelanchier botryapium* DC. (point de fusion 195-201°; $\alpha_D - 215°$; essai chronométrique 4^{s}35^m (3).

Les liqueurs d'essais, effectués sur les fleurs, ont donné lieu à une cristallisation semblable. La faible quantité de substance obtenue a seulement permis de vérifier le point de fusion voisin de 195° et de constater un pouvoir rotatoire fortement lévogyre : il s'agit du prunoflavonoloside.

En résumé, tous les organes étudiés du *Prunus Nakaii* renferment de l'acide cyanhydrique hétérosidique. De l'amygdonitrileglucoside a été extrait des feuilles, ainsi qu'un hétéroside flavonique, le prunoflavonoloside, déjà trouvé chez d'autres Rosacées.

A 16^h l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^{h}30^m.

A. Lx.

---

(3) V. Plouvier, *Thèse Doct. ès sciences*, Paris, 1941, p. 94.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 24 AVRIL 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Production expérimentale de* Linaria Toutoni *A. Chev., décrit comme mutation de* Linaria Cymbalaria (*L.*) *Miller*. Note de M. **MARIN MOLLIARD**.

M. J.-B. Touton a présenté à la Société de Mayenne-Sciences, dans la séance d'octobre 1936, une forme de Cymbalaire présentant de profondes modifications par rapport au type normal; tous les organes étaient plus ou moins transformés et, pour ne parler que de feuille caulinaire, le limbe cordé, à 3-5 lobes peu accentués, devenait trilobé ou même trifoliolé et prenait fréquemment un contour tricuspide et sagitté. Notre Confrère M. A. Chevalier, qui rédigeait à ce moment une étude d'ensemble relative aux espèces élémentaires du genre *Cymbalaria* ([1]), eut aussitôt communication de la trouvaille de M. Touton et établit la diagnose de cette forme remarquable, qu'il dédia à son collecteur.

Depuis l'époque où il a rencontré la nouveauté très frappante qui va nous occuper, M. Touton en a poursuivi et complété l'étude au point de vue des modifications morphologiques ([2]); il a pu surtout établir qu'on se trouve en présence d'une variation héréditaire, le type normal ne réapparaissant que dans une très faible proportion; d'autre part la transformation est apparue de façon brusque, et l'auteur conclut en conséquence qu'on est en présence d'un phénomène de mutation. Quant à la cause qui détermine l'apparition de la forme nouvelle, M. Touton se borne à émettre un certain nombre d'hypothèses et c'est l'une d'entre elles qui m'a amené aux résultats que je rapporte dans cette Note. La localité où la plante a été découverte est située à Laval et constituée par un mur vétuste qui retient en arrière une terrasse où parviennent des eaux résiduelles; « il n'est pas invraisemblable de supposer » écrit l'auteur « que les eaux usées, ménagères ou autres, puissent être jetées sur cette terrasse et atteindre

---

([1]) A. CHEVALIER, *Bull. Soc. Bot. de Fr.*, 83, 1936.

([2]) *Rev. gén. Botan.*, 52, 1940, p. 161.

par infiltration les racines des *Cymbalaires* qui garnissent l'autre face du mur ». Si le fait se vérifiait, nous nous trouverions en présence d'une forme d'origine écologique et j'ai cru intéressant d'aborder le problème qui se pose et d'étudier les formes qui sont susceptibles de se produire chez la Cymbalaire sous l'intervention de substances chimiques définies. Mais, pour servir en quelque sorte de préface à une telle étude, je me suis tout d'abord adressé à une substance dont de nombreuses recherches récentes ont mis en évidence le pouvoir morphogène très spécial, la colchicine, et c'est uniquement ce qui a trait aux résultats que j'ai obtenus avec cet alcaloïde que je rapporte brièvement ici.

Deux sortes de graines de Cymbalaire ont été ensemencées en pots sur terreau; les unes (A) provenaient de plantes appartenant au type normal, les autres (B) avaient été récoltées en 1938 par M. Touton sur des individus mutés; à côté de ces graines, ensemencées sans avoir subi de traitement préalable, on faisait germer, dans un troisième pot (C), des graines de la Cymbalaire ordinaire, après les avoir mises à tremper deux jours dans une solution aqueuse de colchicine à 0,2 %.

Les plantules obtenues en (A) ont présenté la forme type, celles des pots (B) ont reproduit la mutation si caractéristique de *Linaria Toutoni*, avec ses feuilles tricuspides; le caractère s'est donc bien comporté comme transmissible, comme dans les cultures faites par M. Touton.

Mais c'est pour le lot (C) que le résultat a été particulièrement inattendu, les graines y ayant donné naissance à des plantules en tout semblables à celles qui proviennent des graines de *Linaria Toutoni*; l'identité morphologique présentée par les plantes obtenues en (B) et (C) était telle que j'ai pu croire tout d'abord à quelque erreur qui se serait glissée dans ces premières cultures; mais j'ai répété et varié l'expérience qui m'a toujours donné les mêmes résultats. La mutation observée dans la nature s'est donc trouvée réalisée dans mes cultures par l'action de la colchicine, et ce fait donne à penser que c'est une substance chimique, ayant la même action morphogénique que l'alcaloïde utilisé, qui est intervenue pour créer la station de Laval.

La forme très spéciale de Linaire que nous considérons mérite le nom de *mutation*, en raison de son apparition brusque et de son caractère héréditaire, mais le milieu intervient pour la produire, et nous pourrions conclure brièvement que nous nous trouvons en présence d'une *mutation lamarckienne* si les deux mots, par ailleurs contradictoires, ne juraient pas d'être accolés. La nouvelle forme provoquée par un poison rentre dans le domaine de la pathologie, et l'on peut se demander si l'hérédité des caractères morphologiques ainsi acquis n'est pas limitée, comme les travaux qui ont trait à l'action de la colchicine paraissent l'indiquer, et si cette hérédité ne se confond pas dans le temps avec la persistance à l'intérieur du protoplasme de la matière active; ce serait alors la cause agissante elle-même, le milieu, qui serait transmissible pendant un certain nombre de générations.

GÉODÉSIE. — *Déterminations de la Pesanteur dans le Massif Central.* Note de M. PIERRE LEJAY.

Station.	Longitude.	Latitude.	Altitude.	Date.	g.	g_0.	g''_0.	γ'_0.	$g_0-\gamma'_0$.	$g''_0-\gamma'_0$.
	° ′	° ′	mètres	1943	gals	gals	gals	gals	10^{-4} gals	10^{-4} gals
Le Châtelard	4.45,5	45.43,9	298	14 mai	980,618	–	–	–	–	–
Andrézieux	4.14,1	45.31,6	369	–	,5640	980,6780	980,6360	980,6770	+ 10	—410
St-Hilaire	4. 3,8	45.20,4	680	–	,4790	,6890	,6120	,6595	+295	—475
St-Maurice-de-Lignon	4. 8,5	45.13,5	760	15 »	,4545	,6890	,6030	,6495	+395	—465
Blavozy	3.58,2	45. 3,7	672	15 »	,4520	,6595	,5835	,6350	+245	—515
Vals	3.52,6	45. 1,8	647	16 »	,4460	,6455	,5765	,6320	+135	—555
Les Ternes	3.43,1	45. 4,1	880	–	,4075	,6790	,5795	,6355	+435	—560
Vissac	3.36,1	45. 6,1	769	–	,4520	,6895	,6025	,6385	+510	—360
Pinols	3.24,6	45. 3,2	1016	–	,3925	,7060	,5910	,6340	+720	—430
Refuge-de-la-Margeride	3.11,9	45. 3,7	1063	–	,3820	,7100	,5900	,6350	+750	—450
St-Flour	3. 5,5	45. 2,1	880	18 »	,4090	,6805	,5810	,6325	+480	—515
Pont-de-Rochebrune	2.56,2	44.57,2	880	18 »	,3985	,6700	,5705	,6255	+445	—550
Pierrefort	2.50,1	44.55,4	910	18 »	,3925	,6735	,5705	,6225	+510	—520
Ste-Geneviève	2.44,4	44.48,8	766	18 »	,4020	,6385	,5515	,6125	+260	—610
Raulhac	2.39,3	44.54,0	745	18 »	,4275	,6575	,5730	,6205	+370	—475
Aurillac	2.27,0	44.55,9	620	19 »	,4600	,6515	,5810	,6230	+285	—420
La Roquebrou	2.11,4	44.57,9	450	19 »	,4830	,6220	,5710	,6260	— 40	—550
Le Rouget	2.13,3	44.51,2	590	19 »	,4505	,6325	,5660	,6160	+165	—500
Sousceyrac	2. 2,1	44.52,4	549	19 »	,4645	,6340	,5720	,6180	+160	—460
St-Céré	1.53,3	44.51,6	148	20 »	,5590	,6045	,5880	,6165	—120	—285
Gramat	1.43,7	44.46,7	310	20 »	,5295	,6250	,5900	,6095	+155	—195
Theminettes	1.50,9	44.43,5	341	20 »	,5165	,6220	,5830	,6045	+175	—215
Grèzes	1.49,0	44.37,7	298	20 »	,5220	,6140	,5800	,5960	+180	—160
Sauliac	1.44,8	44.32,1	157	20 »	,5400	,5885	,5705	,5875	+ 10	—170
St-Géry	1.36,2	44.28,0	133	–	,5425	,5835	,5685	,5810	+ 25	—125
Cahors	1.26,6	44.26,9	125	22 »	,5475	,5860	,5720	,5795	+ 65	— 75
L'Hospitalet	1.24,3	44.21,6	300	24 »	,5010	,5935	,5595	,5715	+220	—120
Castelnau	1.21,3	44.16,2	225	24 »	,5020	,5715	,5460	,5635	+180	—175
Molières	1.21,7	44.11,7	180	24 »	,5080	,5635	,5430	,5565	+ 70	—135
Lafrançaise	1.14,4	44. 7,7	186	24 »	,4975	,5550	,5340	,5505	+ 45	—165
Toulouse	1.27,8	43.36,7	196	25 »	,4370	–	–	–	–	–
Montaigut	1.13,8	43.41,7	124	26 »	,4695	,5080	,4935	,5115	— 35	—180
Lagraulet-St-Nicolas	1. 5,7	43.48,0	189	26 »	,4635	,5220	,5005	,5210	+ 10	—205
Mas Grenier	1.11,9	43.53,2	93	26 »	,4855	,5145	,5035	,5290	—145	—255
Fourquet	0.59,7	44.10,3	79	26 »	,5165	,5410	,5320	,5545	—135	—225
Lauzerte	1. 8,8	44.15,3	109	26 »	,5175	,5510	,5390	,5620	—110	—230
Montaigu-de-Quercy	1. 1,2	44.20,6	165	26 »	,5015	,5525	,5335	,5700	—175	—365
Sauzet	1.15,2	44.25,2	289	26 »	,4930	,5820	,5495	,5770	+ 50	—275
Cahors	1.26,6	44.26,9	125	27 »	,5475	,5860	,5720	,5795	+ 65	— 75
Rostassac	1.16,8	44.31,7	130	28 »	,5495	,5895	,5750	,5870	+ 25	—120
Villefranche-en-Périgord	1. 4,5	44.37,8	213	28 »	,5340	,5995	,5755	,5960	+ 35	—205
Monpazier	0.53,8	44.40,9	190	28 »	,5385	,5970	,5755	,6005	— 35	—250
Villeréal	0.44,7	44.38,2	98	28 »	,5540	,5840	,5730	,5965	—125	—235
Monbahus	0.32,7	44.32,8	148	28 »	,5360	,5815	,5650	,5885	— 70	—235
Eymet	0.24,0	44.40,1	53	29 »	,5610	,5775	,5715	,5995	—220	—280
Issigeac	0.36,6	44.43,9	109	29 »	,5560	,5895	,5775	,6050	—155	—275
Beaumont	0.46,1	44.46,2	141	29 »	,5570	,6005	,5845	,6085	— 80	—240
Veyrines	0.45,9	44.59,3	220	29 »	,5660	,6340	,6090	,6285	+ 55	—195
Thenon	1. 4,2	45. 8,4	245	29 mai	980,5775	980,6530	980,6255	980,6420	+110	—165
Sarlat	1.12,7	44.53,5	187	30 »	,5665	,6240	,6030	,6195	+ 45	—165
Montignac	1. 9,5	45. 3,9	79	31 »	,6040	,6285	,6195	,6350	— 65	—155
Larche	1.24,6	45. 7,5	95	31 »	,6050	,6345	,6235	,6405	— 60	—170
Brive	1.31,8	45. 9,6	114	1er juin	,6065	,6415	,6290	,6440	— 25	—150

Station.	Longitude.	Latitude.	Altitude.	Date.	g.	g_0.	g_0	γ'_0.	$g_0-\gamma'_0$.	$g_0-\gamma'_0$.
	° ′	° ′	mètres	1943	gals	gals	gals	gals	10^{-4} gals	10^{-4} gals
Varetz	1.27,0	45.11,5	110	1 »	,6120	,6460	.6335	,6465	— 5	—130
Ayen	1.19,4	45.15,0	301	–	,5795	,6725	,6385	,6520	+205	—135
Excideuil	1. 3,0	45.20,3	170	–	,6215	,6740	,6545	,6600	+140	— 55
Thiviers	0.55,4	45.25,2	249	2 »	,6020	,6790	,6505	,6675	+115	—170
Agonac	0.45,0	45.17,7	140	–	,6010	,6440	,6285	,6560	—120	—275
Brantôme	0.39,2	45.22,2	104	2 »	,6140	,6460	,6345	,6630	—170	—285
Cote 318	0.49,8	45.31,2	309	–	,5875	,6830	,6480	,6765	+ 65	—285
Châlus	0.58,7	45.39,3	379	–	,5920	,7090	,6660	,6885	+205	—225
Aixe	1. 7,7	45.47,7	229	–	,6325	,7030	,6770	,7010	+ 20	—240
Limoges	1.15,8	45.50,0	260	3 »	,6270	,7070	,6780	,7045	+ 25	—265
Bessines	1.21,9	46. 6,3	336	–	,6235	,7270	,6890	,7290	— 20	—400
St-Benoit-du-Sault	1.23,6	46.26,8	216	–	,6915	,7580	,7335	,7600	— 20	—265
Eguzon	1.36,2	46.27,6	151	–	,7035	,7500	,7330	,7610	—110	—280
Dun-le-Palleteau	1.40,0	46.18,3	366	–	,6435	,7565	,7150	,7470	+ 95	—320
Bénévent-l'Abbaye	1.37,8	46. 7,2	475	4 »	,6090	,7555	,7020	,7305	+250	—285
Montrollet	0.53,8	45.59,0	295	5 »	,6315	,7225	,6890	,7180	+ 45	—290
Confolens	0.40,4	46. 0,9	129	–	,6675	,7075	,6925	,7210	—135	—285
L'Isle-Jourdain	0.40,9	46.14,2	135	–	,7155	,7570	,7420	,7410	+160	+ 10
Bussières	0.54,1	46.13,9	230	–	,6890	,7600	,7340	,7405	+195	— 65
Magnac-Laval	1. 9,5	46.13,0	228	–	,6720	,7425	,7165	,7390	+ 35	—225
Thouron	1.13,2	45.59,9	380	–	,6120	,7295	,6860	,7195	+100	—335
Limoges	1.15,6	45.50,0	260	6 »	,6270	,7070	,6780	,7045	+ 25	—265
Pont-du-Dognon	1.30,4	45.56,3	280	7 »	,6310	,7175	,6855	,7135	+ 40	—280
Cheissoux	1.39,6	45.49,9	375	7 »	,6060	,7220	,6795	,7045	+175	—250
Limoges	1.15,6	45.50,0	260	10 juill.	,6270	,7070	,6780	,7045	+ 25	—265
Bonlieu	2.18,5	46. 5,6	423	11 »	,6070	,7375	,6895	,7280	+ 95	—385
Limoges	1.15,6	45.50,0	260	12 »	,6270	,7070	.6780	,7045	+ 25	—265
Linards	1.32,3	45.42,0	407	–	,5900	,7455	,6695	,6925	+230	—230
Chamberet	1.43,0	45.35,2	459	–	,5595	,7010	,6490	,6825	+185	—335
Monedières	1.50,5	45.28,4	897	–	,4590	,7360	,6345	,6720	+640	—375
Seilhac	1.42,1	45.22,4	450	–	,5600	,6990	,6480	,6630	+360	—150
Voutezac	1.26,3	45.17,6	223	–	,6045	,6735	,6480	,6560	+175	— 80
Beaulieu	1.50,3	44.58,7	149	14 »	,5725	,6185	,6015	,6275	— 90	—260
Eglise de Glony	2. 0,3	45. 8,0	208	–	,5575	,6215	,5980	,6415	—200	—435
St-Chamant	1.53,8	45. 7,6	206	–	,5675	,6310	,6080	,6410	—100	—330
La Grafoulière	1.46,5	45. 6,4	545	–	,4995	,6675	,6070	,6390	+285	—320
St-Denis	1.39,6	44.56,3	130	–	,5775	,6175	,6030	,6240	— 65	—210
Rocamadour	1.37,2	44.48,0	170	15 »	,5535	,6060	,5865	,6115	— 55	—250
Miers	1.42,4	44.51,1	352	–	,5260	,6345	,5950	,6160	+185	—210
Labastide-Murat	1.34,1	44.38,9	448	16 »	,4925	,6310	,5800	,5975	+330	—180

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **Henri Dulac** est élu Correspondant pour la Section de Géométrie en remplacement de M. *Georges Giraud*, décédé, et M. **Gustave Nicolas**, Correspondant pour la Section de Botanique, en remplacement de M. *Clodomir Houard*, décédé.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Union géodésique et géophysique internationale. Comité national français.

Section d'Hydrologie scientifique. *Commission du Bassin de la Seine*. Cahier n° 3 : *Travaux de la rubrique Biologie pour* 1943.

Memorias del Instituto geologico y minero de Espana. La Cordillera del Rif, par PAUL FALLOT et AUGUSTIN MARIN. Tomes I, II et Atlas.

M. **EMMANUEL FAURÉ-FRÉMIET** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section d'Anatomie et Zoologie, par la mort de M. *Louis Bouvier*.

OPTIQUE. — *Effet de l'élargissement Doppler sur les interactions entre les atomes et le rayonnement au voisinage de la résonance*. Note de M. **ROBERT LENNUIER**.

Considérons un atome plongé dans un rayonnement incident dont les fréquences appartiennent à une étroite bande spectrale de largeur $\Delta\nu'$ entourant la fréquence ν'; désignons par ν_0 la fréquence centrale d'une raie de résonance de cet atome et par $\gamma/2\pi$ la largeur naturelle de cette raie; nous supposerons $|\nu'-\nu_0| \ll \nu'+\nu_0$ et, pour la commodité du raisonnement, $\Delta\nu' \sim \gamma/2\pi$. La probabilité pour que l'atome absorbe un quantum de la bande $\Delta\nu'$ est proportionnelle à

$$\frac{\Delta\nu'}{(\nu'-\nu_0)^2+\frac{\gamma^2}{16\pi^2}}.$$

En fait, dans toute expérience réelle, les atomes éclairés sont soumis à l'agitation thermique; l'effet Doppler qui en résulte substitue à la fréquence centrale ν_0 des fréquences propres apparentes ν. Nous supposerons qu'aucune autre cause d'élargissement n'existe (cas d'une vapeur métallique à très basse pression). Si à un instant donné il y a ΔN atomes possédant, par rapport au rayonnement incident, une fréquence propre apparente comprise dans un intervalle étroit ν, $\nu+\Delta\nu$, la probabilité pour que l'un quelconque de ces ΔN atomes absorbe un photon est proportionnelle à

$$\frac{\Delta N.\Delta\nu'}{(\nu'-\nu)^2+\frac{\gamma^2}{16\pi^2}}.$$

La théorie de l'effet Doppler donne

$$\Delta N = 2\sqrt{\frac{\log 2}{\pi}}\,N\,\Delta\nu_D\, e^{-\left[\frac{2(\nu-\nu_0)}{\Delta\nu_D}\right]^2 \log 2}\,\Delta\nu,$$

où $\Delta\nu_D$ est la largeur Doppler correspondant à la température de la vapeur. La probabilité pour que l'absorption fasse intervenir une fréquence propre apparente ν est donc proportionnelle à $y(\nu).\Delta\nu.\Delta\nu'$, où

$$(1) \qquad y(\nu) = \frac{e^{-\left[\frac{2(\nu-\nu_0)}{\Delta\nu_D}\right]^2 \log 2}}{(\nu'-\nu)^2+\frac{\gamma^2}{16\pi^2}}.$$

Il est commode de poser

$$\omega = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D}\sqrt{\log 2}; \quad \omega' = \frac{2(\nu' - \nu_0)}{\Delta\nu_D}\sqrt{\log 2}; \quad a = \frac{\gamma}{2\pi . \Delta\nu_D}\sqrt{\log 2}.$$

A un facteur constant près, (1) devient alors

$$(2) \qquad Y(\omega) = \frac{e^{-\omega^2}}{(\omega' - \omega)^2 + a^2}.$$

Dans les cas usuels $[\Delta\nu_D \gg (\gamma/2\pi)]$, a est très petit; la vapeur de mercure à 20°C. par exemple, donne, pour le niveau $^3P_1$, $a = 0,0012$.

Lorsque $\omega' > 2$ (soit $|\nu' - \nu_0| > 1,2\,\Delta\nu_D$), hypothèse que nous supposerons toujours réalisée dans ce qui suit, la fonction $Y(\omega)$ possède deux maxima séparés par un minimum qui devient pratiquement nul dès que $\omega' > 2,6$. Autour du premier maximum le profil de $Y(\omega)$ se rapproche d'un profil Doppler de largeur $\Delta\omega_D = 1,66$; l'abscisse $\omega_1 = (\omega'/2) - (1/2)\sqrt{\omega'^2 - 4}$ de ce maximum est telle que $\omega_1 < (\Delta\omega_D/2)$. Le second maximum possède une abscisse qui coïncide, à moins de $a/10$ près, avec ω'; le profil que présente $Y(\omega)$ autour de ce maximum est très sensiblement celui d'une raie naturelle de largeur $2a$; il est donc très aigu.

Physiquement ces propriétés signifient que les fréquences ν jouant le rôle de fréquences propres des atomes par rapport aux fréquences incidentes ν', se répartissent en deux groupes bien distincts :

a. Les fréquences ν_1 qui entourent, sur une largeur de l'ordre de $\Delta\nu_D$, le premier maximum de $y(\nu)$; *elles sont toujours différentes de* ν', *et l'écart* $|\nu_1 - \nu'|$ *est très grand devant la largeur naturelle* $\gamma/2\pi$.

b. Les fréquences qui entourent, sur une largeur de l'ordre de $\gamma/2\pi$, le second maximum de $y(\nu)$; *elles coïncident, à l'ordre de* γ *près, avec les fréquences incidentes* ν'; il y a résonance, au sens propre du terme, entre les atomes correspondant à ce cas et le rayonnement incident.

L'importance relative de chacun de ces deux modes d'interaction varie avec ν'; la comparaison des aires limitées respectivement par les deux maxima de $Y(\omega)$ permet de suivre cette variation; dans un cas concret on doit tenir compte des contributions de tous les intervalles $\Delta\nu'$ dont se compose le rayonnement incident utilisé. Lorsque celui-ci présente un spectre continu renversé autour de la raie de résonance ν_0 sur une largeur 2ε par absorption préalable, ce qui correspond aux expériences décrites dans une précédente Note [1], on trouve que, tant que $\varepsilon \lesssim 2,8\ (\Delta\nu_D/2)$, c'est l'interaction du type (*b*) qui domine; son importance diminue lorsque ε croît, et elle est du même ordre que celle de l'interaction (*a*) lorsque ε passe de $3(\Delta\nu_D/2)$ à $3,5(\Delta\nu_D/2)$ environ; enfin, au delà de $[\varepsilon > 3,8(\Delta\nu_D/2)]$, l'interaction (*a*) devient prédominante.

---

[1] R. LENNUIER, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 617.

Ces considérations nous paraissent expliquer les résultats expérimentaux exposés dans la Note à laquelle nous venons de faire allusion; l'interaction du type (b) s'identifie avec celle qui possède, dans nos expériences, une durée moyenne de 10^{-7} sec; c'est un cas de résonance pure, réalisé sur des fréquences ν' très différentes de ν_0 grâce à l'élargissement Doppler; l'interaction du type (a) s'identifie avec celle qui possède, dans nos expériences, une durée moyenne variable et bien plus courte ($2,5.10^{-10}$ sec. par exemple); il semble que ce soit déjà une diffusion Rayleigh (on a en particulier $P'_0 = 1$), mais l'expérience nous apprend en outre que, si près de la résonance proprement dite, la durée de l'interaction n'est pas nulle et décroît à mesure qu'on s'écarte du centre; cette propriété est peut-être un aspect de la quatrième relation d'incertitude de Heisenberg, liée au fait qu'il n'est pas possible d'attribuer à l'atome, durant l'interaction du type (a), une énergie définie avec une précision supérieure à l'ordre de grandeur de $h|\nu' - \nu_1|$; on aurait alors $\tau' \sim (1/|\nu' - \nu_1|)$; dans l'interaction du type (b) au contraire, on peut dire, suivant une remarque classique, que l'incertitude sur l'énergie de l'atome n'est que de l'ordre de $h(\gamma/2\pi)$, de sorte que $\tau \sim (1/\gamma)$.

ONDES ÉLECTRIQUES. — *Spectre de haute et de basse fréquence et structure du caoutchouc.* Note de MM. **Pierre Girard** et **Paul Abadie**, présentée par M. Aimé Cotton.

Sous l'action d'un champ électrique alternatif, une feuille de caoutchouc présente, en fonction de la fréquence, une variation de son angle de pertes et de sa constante diélectrique, sa conductibilité restant négligeable même aux basses fréquences. La différence essentielle par rapport aux liquides cristalloïdes que nous avons étudiés jusqu'ici, c'est qu'au lieu d'une seule courbe d'absorption, et d'une seule courbe de dispersion, s'étalant sur une gamme étroite de fréquences, nous avons à faire à une suite de courbes s'étendant considérablement vers les basses fréquences. Cependant, les relations entre l'absorption et la dispersion restent les mêmes que dans le cas des liquides cristalloïdes, en sorte qu'on peut ici encore, pour expliquer les pertes, invoquer la polarisation d'orientation et conserver le schéma qualitatif d'oscillateurs dipolaires qui suivent, avec un certain déphasage, les alternances du champ. Mais ces oscillateurs, au lieu d'être d'un seul type et identiques entre eux, sont ici des chaînes de polyisoprène différant par leurs longueurs et par suite par leurs temps de relaxation. A cette diversité de dipôles correspond la multiplicité des courbes successives (nous avons surtout utilisé, pour l'établissement du spectre, les courbes d'absorption). Ces courbes diffèrent par leur position sur l'abscisse fonction des dimensions des dipôles, par leur hauteur fonction de leur concentration et par leur forme. Lorsque, pour un groupe de dipôles caractérisé par un temps de relaxation moyen, les longueurs des chaînes et les temps de

relaxation varient très progressivement d'un dipôle à l'autre, les résultantes des différentes courbes d'absorption correspondant aux différents dipôles se fusionnent en une seule aplatie et étalée. Au contraire, pour un groupe de dipôles homogènes, identiques ou presque identiques entre eux, on a une courbe en cloche.

La figure 1 donne, en fonction des longueurs d'onde (échelle logarithmique),

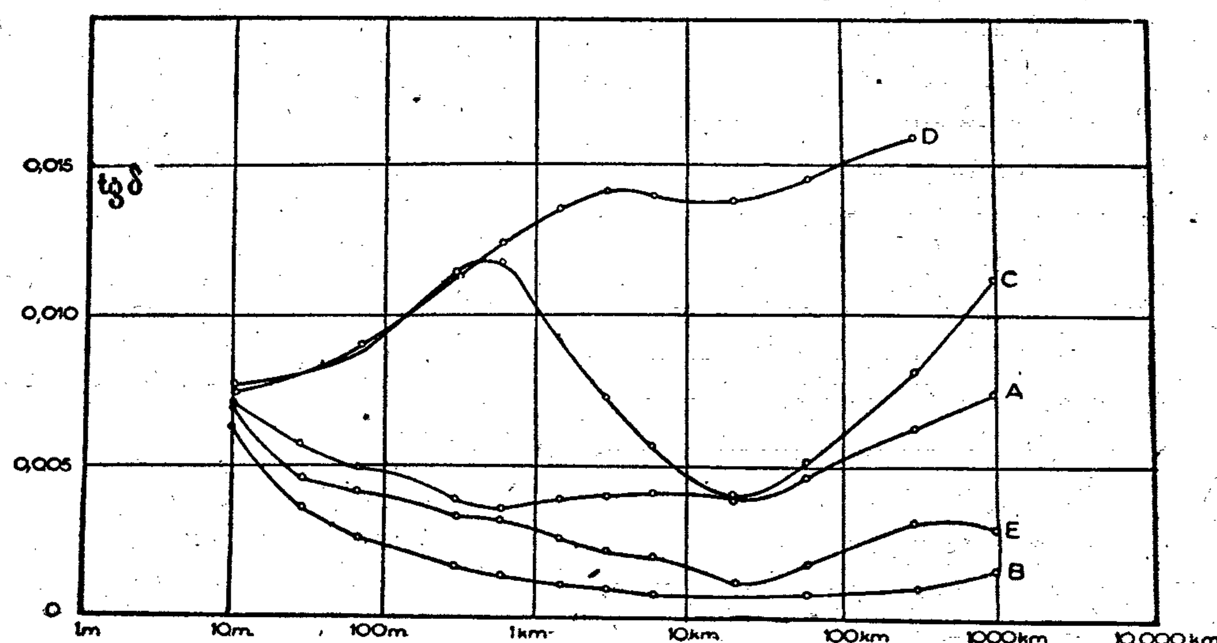


Fig. 1.

les angles de pertes de cinq caoutchoucs non vulcanisés préparés par l'Institut Français du Caoutchouc et différant entre eux par leurs propriétés mécaniques ou diélectriques. Avec ces cinq spécimens furent constitués des condensateurs de capacité différente suivant la région des λ que nous voulions étudier.

A, B et E présentent une résistance à la rupture voisine (180 kg/cm en moyenne) et sont de bons diélectriques, surtout B, entre 100^{m} et 1000^{km}. C au contraire est un mauvais diélectrique et sa résistance à la rupture est faible (80 kg/cm). D est également un mauvais diélectrique, mais sa résistance à la rupture atteint 230 kg/cm. Parallèlement on voit que les spectres de A, B et E se ressemblent et sont caractérisés, surtout celui de B, par une répartition, suivant une variation très continue, des longueurs de chaînes et des temps de relaxation autour d'une valeur moyenne. Au contraire, les spectres de C et D diffèrent des spectres de A, B, E et diffèrent entre eux. Pour C, les longueurs de chaînes se répartissent en deux groupes homogènes et bien distincts : le groupe des chaînes courtes vers les courtes λ et le groupe des chaînes longues vers les grandes λ, les temps de relaxation moyens de l'un et l'autre groupe différant considérablement entre eux.

D a la double caractéristique de présenter une haute concentration en assez longues et longues chaînes et une variation continue des longueurs de chaînes.

La température et la vulcanisation modifient considérablement le spectre du caoutchouc. Nous reproduisons seulement ici (*fig.* 2) l'effet de la vulcanisation. L'ensemble du spectre est déplacé vers les grandes λ (accroissement

du coefficient de frottement). L'introduction avec les ponts de soufre d'un moment permanent supplémentaire (1,58 Debye), modifie différemment la partie droite et la partie gauche du spectre. A droite on peut supposer que les longues chaînes de polyisoprène reliées par les ponts de soufre constituent une

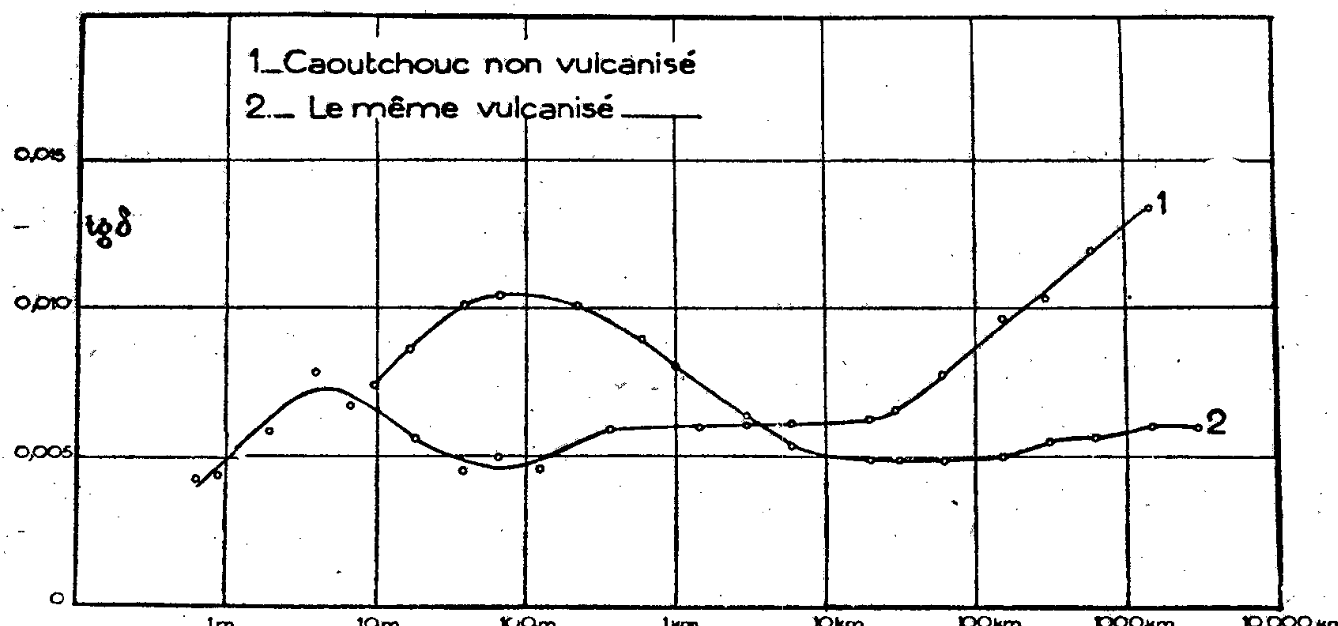


Fig. 2.

sorte de réseau. Les mouvements de libration des dipôles dans le champ alternatif s'en trouvent fortement *empêché*, d'où l'abaissement des pertes malgré l'apport d'un moment permanent supplémentaire.

A gauche, les chaînes courtes de polyisoprène qui ont fixé du soufre formeraient des dipôles libres non reliés entre eux. L'oscillation dans le champ alternatif ne serait pas gênée. L'apport d'un moment permanent supplémentaire augmente la perte.

Ainsi du spectre d'absorption se déduit une structure caractéristique des qualités mécaniques et diélectriques du caoutchouc.

EFFET RAMAN. — *Spectres de vibration des carbonates orthorhombiques naturels : Étude expérimentale de l'aragonite.* Note de Mlle **Lucienne Couture**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons étudié (1) l'effet Raman d'un cristal d'aragonite dans les six cas d'observation possibles. Soient Ox la direction du faisceau incident, Oy celle du faisceau diffusé, Oz la direction perpendiculaire à Ox et à Oy. On a, dans les différents cas, pour l'orientation des axes du cristal relativement aux axes fixes dans l'espace :

Cas...	1.	2.	3.	4.	5.	6.
	$Ox\,Oy\,Oz$	$Ox\,Oy\,Oz$	$Ox\,Oy\,Oz$	$Ox\,Oy\,Oz$	$Ox\,Oy\,Oz$	$Ox\,Oy\,Oz$
	OZ OX OY	OZ OY OX	OX OZ OY	OY OZ OX	OX OY OZ	OY OX OZ

(1) Pour l'étude théorique, voir *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 644.

Les résultats sont donnés dans le tableau suivant :

Fréquence en cm^{-1}.	Intensité relative.	Polarisation. 1.	2.	3.	4.	5.	6.	Type.
113......	–	–	–	–	–	∞	–	B_{1g} ou B_{2g}
146,0......	2	0	0	0	0	–	–	A_{1g}
154,7......	10	∞	∞	∞	0	∞	0	B_{2g}
183........	1	∞	∞	0	∞	0	∞	B_{3g}
193........	0,5	0	0	∞	∞	∞	∞	B_{1g}
208,5......	4	∞	∞	0	∞	0	∞	B_{3g}
216,6......	1	0	0	–	0	–	–	A_{1g}
222........	–	–	–	–	–	∞	∞	B_{1g}
250........	0,6	∞	∞	0	∞	0	∞	B_{3g}
263........	0,6	∞	∞	0	∞	0	∞	B_{3g}
276........	0,5	0	0	∞	∞	∞	∞	B_{1g}
287........	–	0	0	–	0	–	–	A_{1g}
702,9......	1	} 0	} 0	∞	∞	∞	∞	B_{1g}
707,0......	1			0	0	–	–	A_{1g}
1087,1......	15 ou 4	0	0	∼0,3	∼0,3	∼0,3	∼0,3	A_{1g}
1464,2......	0,3	non étudiés		∞	} 0?	∞	} 0?	B_{1g} ou B_{2g}
1466,1......	0,4	»	»	0		–		A_{1g}

Les résultats obtenus en infrarouge, par Liebisch et Rubens ([2]) pour les basses fréquences et par Nyswander ([3]) pour les fréquences de vibrations internes des ions CO^3, sont donnés dans le tableau suivant :

Direction du moment.	Fréquences en cm^{-1}.							Type.
OX..............	(100)	(200)	274	706	–	1573	1493	B_{3u}
OY..............	114	(200)	294	712	–	1504		B_{2u}
OZ..............	118	(200)	274	712	866	–	–	B_{1u}

Interprétation des résultats expérimentaux. — I. *Vibrations externes.* — On trouve au total : 3 A_{1g}, 3 B_{1g}, une raie de type douteux B_{1g} ou B_{2g}, 1 B_{2g} et 4 B_{3g}. Les deux raies fortes de types B_{2g} (154,7 cm^{-1}) et B_{3g} (208,5 cm^{-1}) peuvent être attribuées aux librations actives des CO^3 autour d'axes contenus dans leur plan. La libration active autour de l'axe perpendiculaire à leur plan est probablement la vibration B_{1g} (193 cm^{-1}).

En infrarouge, le spectre comprend trois bandes fortes de types B_{3u}, B_{2u}, B_{1u}, de fréquences voisines et élevées (274, 294 et 274 cm^{-1}); on peut les attribuer aux vibrations d'antitranslation V_X, V_Y, V_Z.

II. *Vibrations internes* ([4]). — Vibration ν_1. Seule apparaît en Raman la raie

---

([2]) *Sitzungsber.*, Berlin, **12**, 1919, p. 198.

([3]) *Phys. Rev.*, **28**, 1909, p. 291.

([4]) Pour les prévisions théoriques, voir la dernière colonne du tableau, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 644.

de type A_{1g}. Son intensité varie suivant les cas d'observation. On trouve $\varepsilon_{XX} \neq \varepsilon_{YY}$ et $(\varepsilon_{XX}/\varepsilon_{ZZ})^2 \sim (15/4)$, valeur voisine de celle trouvée pour la raie correspondante de la calcite. La polarisation de cette raie présente les mêmes anomalies (encore inexpliquées) que dans la calcite ($\rho \sim 0,3$ dans le cas où l'axe OZ, perpendiculaire au plan des CO^3, est dans le plan perpendiculaire à la direction d'incidence, alors que la théorie donne $\rho = 0$ dans tous les cas). Les bandes I. R. de types B_{1u} et B_{2u} n'apparaissent pas.

Vibrations ν_2. Aucune raie n'apparaît sur nos clichés. Rasetti signale cependant une raie à 852,4 cm^{-1}. En I. R., une bande forte de type B_{1u} apparaît à 866 cm^{-1}; on voit aussi sur les courbes de Nyswander un maximum faible de type B_{2u} (848 cm^{-1}) non signalé par l'auteur.

Vibrations ν_3. Les raies de types B_{3g} et B_{2g} n'apparaissent pas. Les deux raies A_{1g}, $s(\sigma_X)$, et B_{1g}, $(a\sigma_X)$ présentent une différence de fréquence de 4 cm^{-1}. On met ainsi en évidence la cessation de dégénérescence due à l'abaissement de la symétrie de l'ion CO^3. En I. R., Nyswander signale deux bandes d'intensité moyenne de types B_{2u}, $s(\sigma_X)$, et B_{3u}, $a(\sigma_X)$, et une bande très faible de type B_{1u}, $s(\sigma_X)$. Les deux bandes de types B_{1u} et B_{2u}, correspondant à une même vibration interne $s(\sigma_X)$ de l'ion CO^3, ont même fréquence.

Vibrations ν_4. En Raman, il apparaît là encore un dédoublement dû à la cessation de dégénérescence. Une des raies correspond à la vibration A_{1g}, l'autre à une vibration B_{1g} ou B_{2g}. Pour les vibrations ν_4 comme pour les ν_3, la vibration $s(\sigma_X)$ de l'ion CO^3 a une fréquence supérieure à celle de la vibration $a(\sigma_X)$. En I. R., on observe une bande forte de type B_{2u} et une autre forte de type B_{3u} qui est double (ce dernier fait reste inexpliqué). La bande de type B_{1u} n'apparaît pas.

Conclusion. — D'une façon générale, on voit que les raies de Raman et les bandes I. R. correspondant à des coefficients mis entre parenthèses dans le tableau théorique, n'apparaissent pas ou apparaissent parfois faiblement en I. R. Cela montre que l'ion CO^3 est peu déformé à partir de la symétrie D_{3h}. Cependant, cette déformation est mise en évidence par la cessation de dégénérescence qui se retrouve en Raman pour les vibrations ν_3 et ν_4 de l'ion CO^3. Il lui correspond une différence de fréquence de l'ordre de quelques cm^{-1} qui n'a pu être mise en évidence que grâce à l'analyse de la lumière polarisée.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Magnétochimie du mercure et de ses oxydes.*

Note de M. **Adolphe Pacault** et Mme **Nicole Pacault**.

La détermination des susceptibilités magnétiques est faite avec l'appareil utilisé par M. P. Pascal [1].

Les mesures sont relatives, le corps de référence étant l'eau de suscepti-

(1) *Ann. Chim. Phys.*, 25, 1912, p. 289.

bilité magnétique K_s $0{,}72.10^{-6}$. On prend pour susceptibilité de l'air $K + 0{,}029.10^{-6}$ et pour masse du mercure 200,61.

Mercure. — Le mercure utilisé pour la préparation des différents oxydes est bidistillé. Les mesures de susceptibilités ont donné $K_s(-0{,}162 \pm 0{,}003).10^{-6}$, ce qui correspond à une susceptibilité atomique $K_a(-32{,}5 \pm 0{,}6).10^{-6}$. Ce nombre est voisin de celui obtenu par M. Pascal ([2]), $(-33{,}4.10^{-6})$ et par M. Vogt $(-33{,}7.10^{-6})$. Il diffère notablement du nombre donné par MM. Owen et Honda ([3]) $(-30{,}12.10^{-6})$.

Oxydes mercuriques. — L'oxyde mercurique jaune est préparé par action de la potasse sur le chlorure mercurique et desséché sur l'acide sulfurique et sous vide. La susceptibilité spécifique K_s est $(-0{,}206 \pm 0{,}004).10^{-6}$. Sa susceptibilité moléculaire K_M est $(-44{,}6 \pm 0.9).10^{-6}$.

L'oxyde mercurique rouge résulte de la calcination du nitrate mercureux, préparé par action de l'acide nitrique sur le mercure à froid. Il est séché sur l'acide sulfurique et sous vide. Susceptibilité moléculaire de cet oxyde $K_M(-44{,}0 \pm 0{,}9).10^{-6}$. Susceptibilité spécifique $K_s(-0{,}203 \pm 0{,}004).10^{-6}$.

Les deux oxydes mercuriques jaune et rouge ont même susceptibilité. Il ne semble donc pas qu'il y ait là deux formes allotropiques. Les mesures magnétiques dans la limite de précision de ces mesures appuient fortement la thèse d'un seul et même oxyde mercurique.

Oxyde mercureux, Hg^2O. — L'oxyde mercureux a été préparé en précipitant, par la potasse, le nitrate mercureux déjà signalé. L'opération est faite dans un Dewar à la température de 0° C. Le précipité formé est noir. Il est lavé à l'eau glacée et séché sur l'acide sulfurique. Toutes ces opérations sont faites dans l'obscurité et la température ambiante n'a jamais excédé 12° C. Susceptibilité spécifique $K_s(0{,}183 \pm 0{,}004).10^{-6}$; moléculaire $K_M(-76{,}3 \pm 1{,}5).10^{-6}$.

L'oxyde mercureux est ensuite porté à une température de 100°, température dite *suffisante* pour le décomposer en un mélange de mercure et d'oxyde mercurique. La couleur passe du noir au brun. Une mesure de susceptibilité faite sur ce mélange donne pour $K_s(-0{,}186 \pm 0{,}04).10^{-6}$.

La susceptibilité spécifique du mélange est identique à celle de l'oxyde mercureux. D'autre part la susceptibilité moléculaire de l'oxyde mercureux est exactement la somme des susceptibilités moléculaires du mercure et de l'oxyde mercurique

$$(-32{,}5 \pm 0{,}6).10^{-6} + (-44 \pm 0{,}9).10^{-6} = (-76{,}5 \pm 1{,}5).10^{-6}.$$

L'analyse magnétochimique indique nettement qu'il faut considérer le précipité noir résultant de l'action de la potasse sur un sel mercureux comme un mélange équimoléculaire de mercure et d'oxyde mercurique.

([2]) PASCAL, *Traité de chimie organique;* GRIGNARD, *T. ii.*

([3]) OWEN, *Ann. des Phys.*, **37**, 1912, p. 657; HONDA, *K. Ann. der Phys.*, **32**, 1910, p. 1025.

Dans ce mélange le mercure est très divisé, ce qui explique la couleur noire du précipité. Lorsqu'on comprime le mélange Hg—HgO, considéré comme oxyde mercureux, le mercure est exprimé et se rassemble en formant des zones brillantes. L'étude au microscope n'est pas moins significative et révèle des globules de mercure métallique.

Tout ceci est en parfait accord avec les observations chimiques des pharmaciens du XIXe siècle, Guibourg ([4]), Lefort ([5]) etc.

Les mercures noirs d'Hahneman et de Moscati sont des mélanges de mercure et d'oxyde mercureux. L'oxyde mercureux serait un oxyde de plus à rayer de la nomenclature chimique.

Une étude magnétochimique systématique des oxydes et des peroxydes est actuellement en cours.

CHIMIE MINÉRALE. — *Mesure de la vitesse d'attaque d'un réseau cristallin au moyen des figures de corrosion.* Note de M. **Robert Delavault**.

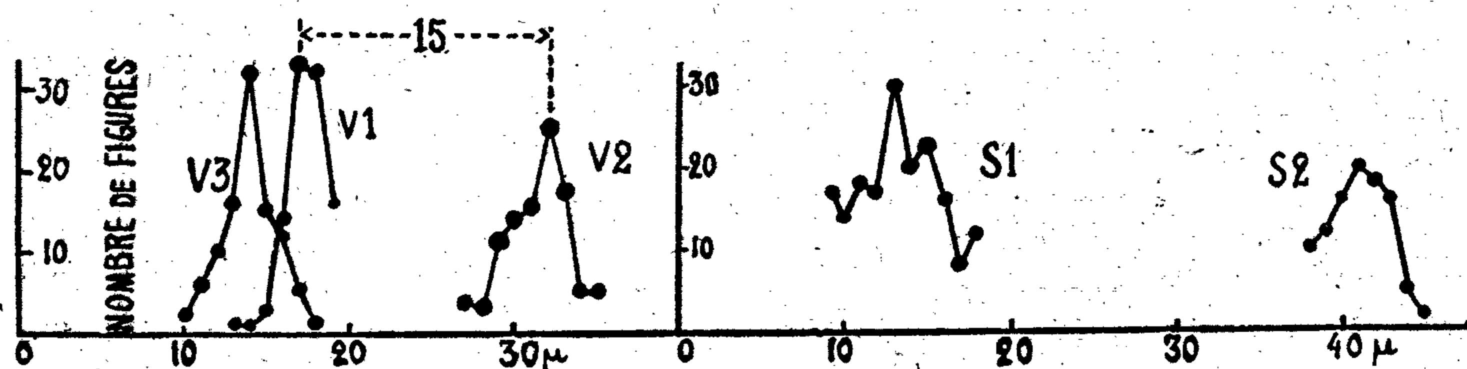
La muscovite compacte, attaquée par l'acide fluorhydrique de densité 1,40 à l'ébullition, disparaît surtout par désagrégation, et cette opération ne peut définir une vitesse d'attaque. Un seul aspect du phénomène semble caractéristique de l'action du réactif sur le réseau en fonction du temps : c'est la vitesse de croissance des figures de corrosion. Celles-ci se développent essentiellement dans le plan, et leur contour représente réellement la limite d'une attaque. Comme beaucoup de figures disparaissent ou deviennent irrégulières au cours de l'attaque, on ne peut avoir qu'un très petit nombre de mesures en repérant un certain nombre d'entre elles, et en les mesurant avant et après. Une particularité de leur formation a permis de résoudre facilement le problème.

Une lame de muscovite est marquée d'un repère sur ces deux faces, par exemple rayée en croix, puis clivée. Si après attaque on resuperpose les feuillets, et qu'on élimine les portions externes par clivage afin de faciliter l'observation, il reste en contact deux faces corrodées. Celles-ci se trouvaient en continuité dans le cristal, si l'on néglige la très petite épaisseur disparue au cours de l'attaque. Si elles ont été exactement remises en place, et c'est d'ailleurs un moyen de le contrôler, un grand nombre de figures de l'une et l'autre face se superposent. Elles ne peuvent coïncider, puisqu'elles sont renversées les unes par rapport aux autres, ce qui permet de les distinguer. Les deux figures, qui proviennent du même accident du réseau, quelle qu'en soit la nature, vide ou inclusion, sont presque toujours égales, comme on pouvait le prévoir.

([4]) *J. Pharm. Chim.*, 2, 1816, p. 302.
([5]) *J. Pharm. Chim.*, 8, 1845, p. 5.

On peut alors poursuivre l'attaque sur l'un des clivages, en marquant, pour plus de commodité, le côté qui ne porte pas de figures, qu'on éliminera avant de superposer à nouveau les lames de mica. Il s'est formé de nouvelles figures, d'autres ont disparu, mais une bonne partie se superpose encore à celles du clivage témoin. On mesure au micromètre oculaire, par exemple la plus grande dimension des figures, perpendiculairement au plan de symétrie.

Chaque paire de figures donne trois chiffres : petite figure (avant la seconde attaque); grande figure (après la seconde attaque); différence (agrandissement par l'attaque). Les diagrammes montrent, en ν_1 pour les petites, en ν_2 pour les



grandes et en ν_3 pour les différences, la fréquence numérique des différentes dimensions mesurées de μ en μ. On constate, comme on peut ici le voir sur ces trois diagrammes, relatifs à la muscovite de Villeneuve (Canada), qu'on peut aussi bien prendre la différence des dimensions de plus grande fréquence, avant et après, que la différence revenant le plus souvent entre deux figures accouplées. On peut donc légitimement utiliser des diagrammes comme S_1 et S_2, relatifs à la muscovite de Salta (Argentine), bien plus commodes à établir et utilisant la même face si l'on veut pour deux attaques successives. Ce qui permet de généraliser la méthode.

Parmi plus de cent muscovites précédemment étudiées, celles qui donnent les plus petites figures, celles qui donnent les plus grandes; les plus désagrégées et les moins désagrégées, donc les termes extrêmes de la corrosion apparente, ont été examinées par cette méthode. La première attaque était d'une minute et demie à cinq minutes; la seconde, de deux minutes, donne en μ par minute :

Batizou en Lubersac (Corrèze) 10; Alstead (N. Y., États-Unis) 15; Hitterö (Norvège) 16; Salta (Argentine) 18; Ambatofotsikely (Madagascar) 26; Rives de la Mer Blanche 27. Les résultats varient un peu dans le même échantillon : une muscovite de Villeneuve (Canada) a donné 14 et 23. Ces chiffres peuvent sembler disparates; mais ils constituent une grande amélioration sur ceux que donnent les mesures par pesée avant et après attaque. A titre d'exemples, et sans qu'elles aient la moindre signification générale, les pertes de poids suivantes % ont été obtenues par une attaque de deux minutes, succédant à une attaque préliminaire d'une minute et demie : Batizou 22; Alstead 2; Hitterö 7,7; Salta 4,2; Ambatofotsikely 1,6; Mer Blanche 7; Villeneuve 2,2 %. Les spécimens avaient été pris à côté de ceux ayant servi aux essais précédents,

sur les mêmes lames. De tels nombres n'ont aucune constance, même approchée, et en particulier le mica de Batizou est habituellement l'un des moins attaquables : l'influence des déformations mécaniques, des inclusions, des lacunes du cristal et en général de tous les facteurs irrégulièrement répartis causant la désagrégation est ici prépondérante. La mesure de la croissance des figures de corrosion élimine ces facteurs accidentels et les variations proviennent surtout de celles du réseau cristallin vraisemblablement des substitutions isomorphes qui en diminuent la régularité, et de la répartition plus ou moins régulière de ces substitutions.

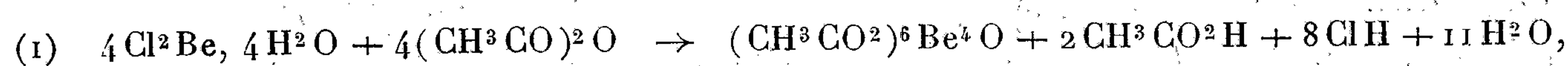
CHIMIE MINÉRALE. — *Action de l'eau sur l'acétate complexe de glucinium.* Note de M[lle] **Marie-Louise Quinet.**

L'acétate complexe de glucinium, signalé par G. Urbain et H. Lacombe (1), de formule $(CH^3CO^2)^6Be^4O$, a toujours été considéré comme insoluble dans l'eau.

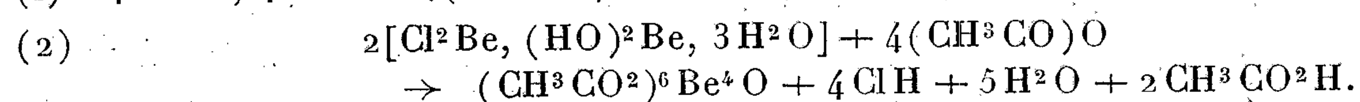
a. J'ai d'abord cherché à préparer ce complexe par une autre méthode que celle d'Urbain et Lacombe. Comme l'a fait E. Spaeth (2) pour obtenir certains acétates anhydres, j'ai fait agir l'anhydride acétique sur les sels hydratés de glucinium suivants :

Chlorure de glucinium hydraté $Cl^2Be, 4H^2O$; *chlorure basique* non encore signalé, $Cl^2Be, (HO)^2Be, 3H^2O$ que j'ai obtenu, de façon un peu paradoxale, en faisant agir l'acide chlorhydrique gazeux pendant six heures à 100° sur le chlorure de glucinium hydraté $Cl^2Be, 4H^2O$.

Ces deux corps sont attaqués par l'anhydride acétique à la température de 40°. Tout l'acide chlorhydrique se dégage sous forme de fines bulles gazeuses. Il y a souvent surfusion et le précipité apparaît brusquement en octaèdres très nets. Les réactions peuvent s'écrire



$$(1)\quad 4Cl^2Be, 4H^2O + 4(CH^3CO)^2O \rightarrow (CH^3CO^2)^6Be^4O + 2CH^3CO^2H + 8ClH + 11H^2O,$$



$$(2)\quad 2[Cl^2Be, (HO)^2Be, 3H^2O] + 4(CH^3CO)O \rightarrow (CH^3CO^2)^6Be^4O + 4ClH + 5H^2O + 2CH^3CO^2H.$$

Dans la réaction (2), la quantité d'eau contenue dans le chlorure basique est moindre que dans la réaction précédente; elle est entraînée par l'acide chlorhydrique, ce qui donne une excellente méthode de préparation de l'acétate complexe.

L'action de l'anhydride acétique sur le chlorure de glucinium hydraté est souvent *explosive*.

b. Carbonate basique sec $CO^3Be, 2(HO)^2Be$. — Cette préparation est très

(1) *Comptes rendus*, **133**, 1901, p. 874.

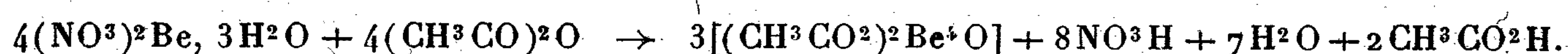
(2) *Monatsh. für Chem. Mineral.*, **33**, 1912, p. 235.

commode, car il n'y a presque pas excès d'eau :



$$4[CO^3Be, 2(HO)^2Be] + 12(CH^3CO)^2O \rightarrow 3[(CH^3CO^2)^2Be^4O] + 4CO^2 + 5H^2O + 6CH^3CO^2H.$$

c. Nitrate hydraté de glucinium à 40°.



$$4(NO^3)^2Be, 3H^2O + 4(CH^3CO)^2O \rightarrow 3[(CH^3CO^2)^2Be^4O] + 8NO^3H + 7H^2O + 2CH^3CO^2H.$$

Mais ici il y a réaction secondaire et décomposition, par l'anhydride acétique, de l'acide nitrique libéré avec formation de vapeurs nitreuses et d'eau. L'eau, étant en quantité plus grande que dans les réactions précédentes et restant dans le milieu, attaque les octaèdres formés; il faut donc prendre la précaution de retirer les produits cristallisés dès qu'ils apparaissent pour éviter leur décomposition. La méthode est donc moins bonne que les précédentes.

d. Sulfate $SO^4Be, 4H^2O$ *à* 50°. — Il y a formation, par l'action de l'anhydride acétique, d'acide sulfurique qui ne s'échappe pas à 50° et retient l'eau formée; la solution brunit très fortement et donne finalement des produits de condensation de composés non saturés.

Je me suis assurée que l'on obtient les mêmes composés bruns en faisant agir l'acide sulfurique pur et concentré sur les mêmes proportions d'anhydride acétique.

Le composé du glucinium est ainsi mélangé de résines difficiles à séparer.

Remarque. — Ces réactions différencient nettement les sels de glucinium des sels de magnésium. En effet, j'ai vérifié que le sulfate de magnésium hydraté est sans action sur l'anhydride acétique à 50° dans les mêmes conditions.

De plus, nous avons signalé [3] que l'on obtient, par cette méthode, des chlorures acides et des nitrates ainsi que des chloroacétates et des nitroacétates de magnésium.

b. En possession de ce complexe du glucinium, j'ai étudié, sur ce corps, l'action de l'eau à différentes températures.

On admettait jusqu'à présent [4] que l'eau n'avait pas d'action sur ce composé : les cristaux surnagent le liquide, qui ne les mouille pas.

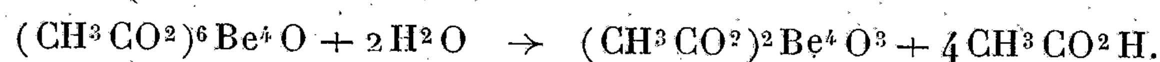
J'ai mesuré, dans les suspensions de ces corps dans l'eau à 20°, l'acidité de la solution en fonction du temps, après filtration du solide non encore attaqué. La composition du solide restant, demeure constante et correspond toujours à celle de l'acétate complexe d'Urbain, mais les courbes d'acidité libre en fonction du temps montrent que l'acidité de la solution augmente avec le temps jusqu'à ce que tout le corps soit transformé en sel soluble.

On voit que la quantité d'acide formé est plus grande au début de l'attaque dans les mélanges où il y a le plus de substance solide en contact de l'eau. Le terme final de la réaction correspond à 59 % d'acide, ce qui conduit à écrire la

---

(3) L.-J. OLMER et M.-L. QUINET, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **1**, 1934, p. 1579.
(4) G. B. FIELD, *J. Am. Chem. Soc.*, **61**, 1939, p. 1817.

réaction



$$(CH^3CO^2)^6Be^4O + 2H^2O \rightarrow (CH^3CO^2)^2Be^4O^3 + 4CH^3CO^2H.$$

Il se forme donc un autre acétate complexe de glucinium, non signalé jusqu'à présent, soluble dans l'eau et dans l'acide acétique dilué. A l'ébullition, l'eau attaque complètement l'acétate complexe en moins d'une heure; l'acide acétique libéré dans la réaction (1) est entraîné par la vapeur d'eau et il reste le corps $(CH^3CO^2)^2Be^4O^3$ [CH^3CO^2 %, calc. 58,41; tr. 58,5].

L'action de l'eau est donc une réaction de décomposition totale, assez lente à la température de 20°, plus rapide à chaud, qui donne naissance à un nouvel acétate complexe soluble dans l'eau.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Caractérisation de quelques homologues du thiophène dans les huiles sulfurées françaises.* Note de M. **Pierre Chabrier** et Mlle **Bianca Tchoubar**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les calcaires bitumineux d'Orbagnoux (Ain), pyrogénés vers 450°, donnent toute une gamme de composés liquides dont la courbe de distillation s'échelonne de 65° à 420° environ. Ces produits renferment une forte proportion de soufre variant de 10 à 14 % suivant la fraction analysée.

Des gisements de schistes ou de calcaires bitumineux, dont la pyrogénation conduit à des huiles fortement sulfurées, se rencontrent en diverses régions. Les plus connus sont ceux de Seefeld dans le Tyrol, de Besano, Varèse, Brecchia en Italie, de Syzran en Russie, dont aucune des huiles sulfurées ne renferme une proportion de soufre aussi élevée que celles d'Orbagnoux.

L'étude chimique des huiles sulfurées a été relativement peu poussée; les huiles sulfurées françaises en particulier sont très peu connues. Dodonow et Sojchestwenska [1] signalent la présence de thiophène, méthylthiophène et de 2.3-diméthylthiophène dans les huiles sulfurées de Syzran (Russie).

Scheibler et Retig [2] caractérisent le propyl-3 thiophène et l'isopropyl-2 thiophène dans les huiles sulfurées d'Acheusu et de Seefeld (Tyrol).

Examen des huiles sulfurées d'Orbagnoux. — L'huile brute déshydratée se présente sous forme d'un liquide brunâtre possédant une faible fluorescence verte, d'une densité très voisine de l'unité, le plus souvent légèrement supérieure. Fraîchement distillée, l'huile, d'abord jaune clair, se colore assez rapidement en brun sous l'influence combinée de l'air et de la lumière.

Sa teneur moyenne en soufre est voisine de 12 %. Certains échantillons renferment des traces de produits phénoliques solubles dans les alcalis dont la proportion n'excède généralement pas 0,5 %. On ne décèle aucune trace de produits basiques. La recherche qualitative de l'azote est le plus souvent négative. L'indice d'iode moyen est d'environ 130.

(1) *Ber. d. chem. Ges.*, 59, 1926, p. 2202.
(2) *Ber. d. chem. Ges.*, 59, 1926, p. 1198.

Ces huiles, comme le confirme leur analyse élémentaire, sont presque exclusivement constituées par les trois éléments : carbone, hydrogène, soufre, qui paraissent principalement associés sous forme des combinaisons suivantes : 1° dérivés thiophéniques et vraisemblablement hydrothiophéniques; 2° carbures d'hydrogène éthyléniques; 3° carbures d'hydrogène saturés; 4° composés aromatiques; 5° dérivés soufrés n'appartenant pas au groupe des thiophènes ou hydrothiophènes.

Ces deux derniers groupes de composés n'existant qu'en de faibles proportions.

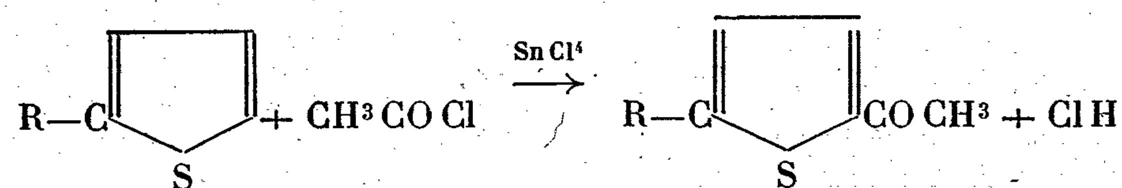
Dans cette Note, nous n'examinerons que la portion thiophénique, nous limitant à la fraction d'huile distillant entre 115° et 145°.

Leclère et Leclère ([3]) signalent que l'on peut isoler par sulfonation ménagée la partie thiophénique des huiles sulfurées d'Orbagnoux; cependant, ils ne caractérisent aucun homologue du thiophène.

Comme il n'est pas possible de séparer par rectification les homologues du thiophène à l'état de pureté par suite de la formation d'azéotropes, nous opérons sur des portions fractionnées de 10° en 10° à la colonne Robert.

Chaque fraction ne renferme généralement pas qu'un seul homologue du thiophène, mais la proportion de l'un d'eux est toujours suffisamment dominante pour permettre sa caractérisation ultérieure.

Principe de la méthode utilisée pour la caractérisation des homologues du thiophène. — Chaque portion d'huile est traitée en milieu benzénique par le chlorure d'acétyle en présence de chlorure stannique. Dans ces conditions, le noyau thiophénique est seul affecté, à l'exclusion du noyau aromatique et il se forme un mélange de thiénylcétones.



Les thiénylcétones sont séparées du milieu réactionnel d'abord par entraînement à la vapeur d'eau, puis par distillation sous vide et transformées en semicarbazones afin d'éliminer la partie non cétonique (produits de condensation). Elles sont régénérées ensuite de leurs semicarbazones, puis rectifiées sous vide.

On prépare alors les oximes, qui sont séparées par cristallisation fractionnée dans le cyclohexane jusqu'à point de fusion constant.

A partir de l'oxime pure, on regénère la cétone par hydrolyse acide; cette cétone est rectifiée sous vide afin de déterminer son point d'ébullition, puis on en prépare la semicarbazone et la *para*-nitrophénylhydrazone.

L'oxime est de plus analysée (dosage C. H. N. S.). Chaque homologue du thiophène, séparé sous forme de thiénylcétone, se trouve ainsi caractérisé par

([3]) *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 286.

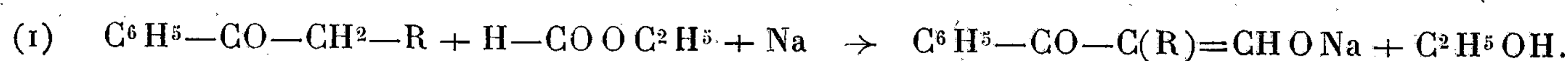
le point d'ébullition de la cétone, les points de fusion de l'oxime, de la semi-carbazone, et de la *para*-nitrophénylhydrazone. Cela permet de choisir avec certitude parmi les isomères de position possibles.

Les composés suivants ont été caractérisés :

Portion distillant sous pression ordinaire.	Homologue du thiophène.	Points de fusion. Oxime.	Semi-carbazone.	*p*-nitro phényl-hydrazone.	Proportion approximative d'homologues du thiophène dans la portion.
115°-125°	S, CH^3	128°	232°	209°	40 %
125-135	S, C^2H^5	112	216	191	10
135-145	CH^3, S, CH^3	80	220	173	45

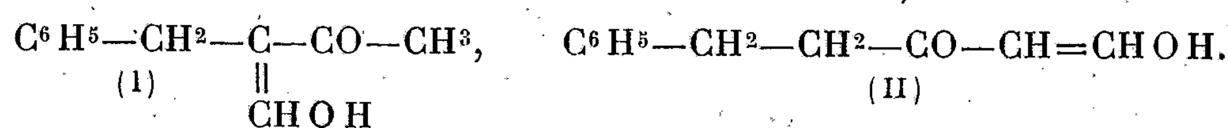
CHIMIE ORGANIQUE. — *Structure de quelques hydroxyméthylène-cétones aromatiques*. Note de Mlle **Marthe Montagne** et M. **Maurice Roch**, présentée par Marcel Delépine.

Si l'on ne tient pas compte de l'isomérie géométrique et de la tautomérie, l'acétophénone et ses homologues ne peuvent donner qu'un seul dérivé hydroxyméthylénique :


(1) $C^6H^5—CO—CH^2—R + H—COOC^2H^5 + Na \rightarrow C^6H^5—CO—C(R)=CHONa + C^2H^5OH.$

Au contraire les cétones de type $C^6H^5—(CH^2)^n—CH^2—CO—CH^3$ peuvent donner théoriquement deux hydroxyméthylène-cétones, selon que le groupement hydroxyméthylénique $>$CHOH se fixe sur le CH^2 voisin du groupe carbonyle ou sur le CH^3 terminal.

Parmi ces dérivés, seuls ceux de la benzylacétone avaient déjà été étudiés. H. Rupe et H. Müller [1], condensant cette cétone avec l'éthylate de sodium sec en suspension dans l'éther anhydre, ont obtenu deux hydroxyméthylène-cétones (séparées sous forme de sel de cuivre), dont l'une avec un rendement de 80 %, à laquelle ils attribuent la formule (I). Le dérivé isomère, isolé dans ce cas en petite quantité, ne se forme pas lorsqu'on utilise d'autres agents de condensation (sodium pulvérisé, amidure de sodium).


$C^6H^5—CH^2—C(=CHOH)—CO—CH^3$ (I), $C^6H^5—CH^2—CH^2—CO—CH=CHOH$ (II).

(1) *Helv. Chim. Acta*, 4, 1921, p. 841.

Nous avons condensé la phénylacétone avec l'ester formique en utilisant, comme Rupe et Müller, une suspension d'éthylate sec dans l'éther absolu. Dans ces conditions, nous avons isolé, avec de bons rendements, une seule série de dérivés correspondant à un seul composé hydroxyméthylénique, auquel il faut attribuer la formule $C^6H^5-CH^2-CO-CH=CHOH$, homologue du composé (II).

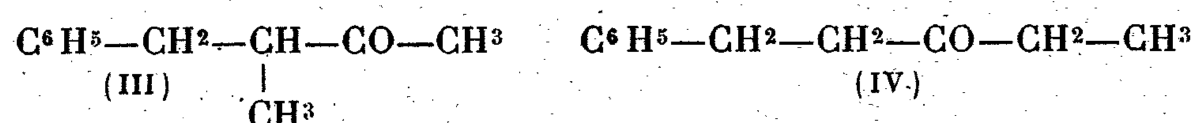
En effet l'acétate d'énol de l'hydroxyméthylène-phénylacétone (É$_3$ 155-160°) donne, par hydrogénation catalytique, une cétone (É$_{23}$ 121-122°), qui a été identifiée par sa semicarbazone (F 148-150°) avec la benzyléthylcétone.



Ce résultat, assez surprenant dans le cas de la phénylacétone, qui possède un groupe méthylénique activé par le radical phényle en α, nous a amenés à reprendre le travail de Rupe et Müller sur la benzylacétone qui, d'après ces auteurs, conduirait à une hydroxyméthylène-cétone de structure (I).

En suivant le mode opératoire de ces auteurs, nous avons isolé comme eux, avec un bon rendement, un sel de cuivre *bleu d'acier*, bien cristallisé, F 187°, (F 184° d'après R. et M.) et préparé divers dérivés (benzoate F 72-73°, dérivé aniliné, F 147-148° instantané) dont les points de fusion sont voisins de ceux indiqués par eux. Il semble donc que nous ayons bien eu en mains la même hydroxyméthylène cétone que Rupe et Müller, celle qu'ils décrivent comme produit principal de la réaction.

Pour élucider la structure de ce composé nous avons, comme dans le cas de la phénylacétone, hydrogéné catalytiquement son acétate. Suivant qu'on a affaire à une hydroxyméthylène-cétone de structure (I) ou de structure (II), l'hydrogénation de son acylate d'énol doit conduire respectivement à la cétone (III) ou à la cétone (IV). Rupe et Müller, de l'hydrogénation du benzoate, avaient conclu à la formation de la cétone (III).

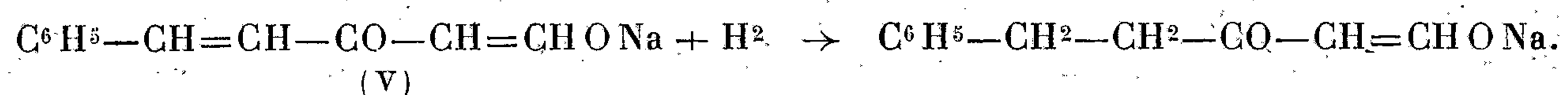


Nous avons fait la synthèse des deux cétones (III) et (IV) en hydrogénant catalytiquement les cétones éthyléniques correspondantes. Les deux cétones (III) et (IV) sont très différentes; la cétone (III) bout à 115° sous 14^{mm}, elle a une odeur agréable caractéristique; sa semicarbazone fond bien à 115-116°. La cétone (IV) bout à 124° sous 14^{mm}; sa semicarbazone a un point de fusion très mal défini, compris, suivant le mode de préparation, entre 100 et 135°.

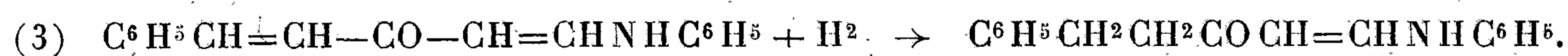
A partir du sel de cuivre (F 187°) de l'hydroxyméthylène-benzylacétone, nous avons préparé un acétate d'énol cristallisé, F 32°, qui fournit, par hydrogénation, une cétone (É$_{19}$ 130-132°), dont l'odeur ne rappelle en rien celle de la cétone (III). La semicarbazone fond entre 101 et 105° et présente, à

la recristallisation, les difficultés rencontrées avec la semicarbazone de la cétone (IV); un mélange avec cette dernière semicarbazone ne présente pas d'abaissement du point de fusion, tandis que le mélange avec la semicarbazone de la cétone (III) fond vers 85°. On en conclut que l'hydrogénation de l'acétate d'énol (F 32°) conduit à la cétone (IV); l'hydroxyméthylène-benzylacétone doit donc avoir la constitution (II).

Dans le but de prouver indiscutablement cette structure, nous avons préparé le sel de sodium de l'hydroxyméthylène-benzylidène-acétone (V). La réduction ménagée de ce sel devait nous conduire au sel de sodium de l'hydroxyméthylène-benzylacétone, de structure (II), d'où nous pouvions passer aux dérivés caractéristiques : sel de cuivre, acétate, benzoate,



Nous avons pu effectuer cette réduction, mais nous avons renoncé à cette méthode simple à cause de l'importante résinification de la benzylidène-acétone par l'éthylate. Nous avons alors préparé l'anilinométhylène-benzylidène-acétone, corps jaune orangé, bien cristallisé, F 154°, qui, après fixation de H^2, en présence de nickel Raney, nous a donné le dérivé aniliné attendu, suivant le schéma (3)

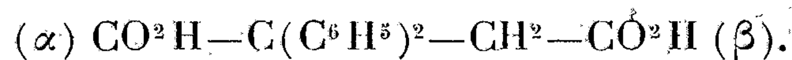


Ce dérivé aniliné, jaune citron, F 147-148° (instantané), est identique à l'anilinométhylène-benzylacétone dérivé de l'acétate d'énol F 32°.

En résumé, les composés hydroxyméthyléniques que nous avons obtenus à partir de la phénylacétone et de benzylacétone correspondent à la structure (II).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action de réactifs basiques sur l'anhydride, l'imide ou l'anile αα-diphénylsuccinique.* Note de M. **François Salmon-Legagneur** et Mlle **France Soudan**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'acide αα-diphénylsuccinique, dont l'un de nous a fait connaître la préparation ([1]), présente deux fonctions acide α et β liées à des carbones très inégalement substitués



Des mesures de pH de solutions hydroalcooliques des deux types d'esters-acides isomères indiquent qu'en raison du caractère polaire marqué des deux radicaux

([1]) F. Salmon-Legagneur, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1057.

phénylés le carboxyle en α, situé dans la position la plus encombrée, est légèrement plus fort que le carboxyle en β. Or la plupart des diacides très dissymétriques connus jusqu'à présent ont inversement leur carboxyle le plus faible près du carbone le plus substitué. Il était alors intéressant d'étudier l'action de réactifs basiques divers sur l'anhydride, l'imide ou l'anile αα-diphénylsuccinique et de voir si l'empêchement stérique ne modifierait pas, d'une façon appréciable, le sens dans lequel la réaction doit normalement s'effectuer, compte tenu de l'inégalité des deux fonctions acide. Les résultats obtenus ont été les suivants :

I. Alors que l'action des alcools (en présence ou non de SO^4H^2) sur l'anhydride αα-diphénylsuccinique conduit presque exclusivement à la formation de l'α-acide β-ester du type $CO^2H—C(C^6H^5)^2—CH^2CO^2R$, il est remarquable que l'action de CH^3ONa sur ce même anhydride donne au contraire environ 62 % de β-acide α-ester pour 38 % d'α-acide β-ester. L'action de C^2H^5ONa aboutit par contre à un résultat inverse : 31 % de β-acide α-ester pour 69 % d'α-acide β-ester. Certes la règle de Blaise (l'estérification l'emporte sur la salification) [2] est bien respectée dans le cas du méthylate, puisque c'est la fonction acide la plus forte qui, malgré l'empêchement stérique, est plus particulièrement estérifiée; mais le comportement inverse de l'éthylate est à remarquer et il n'en reste pas moins qu'il y a une différence profonde, ce que l'on ne constate pas dans les cas semblables, entre l'action des alcools d'une part et celle de leurs dérivés sodés d'autre part.

II. L'action des bases aminées, ammoniac, diéthylamine, aniline, éthylaniline sur le même anhydride suit bien la règle d'Anschütz [3] (le groupement amidé se fixant sur le carbonyle correspondant au carboxyle le plus faible) et donne les α-acides β-amides (ou anilides) attendus. Toutefois il faut noter que dans l'action de l'ammoniac la formation de l'α-acide β-amide est accompagnée de celle d'au moins 15 °/₀ de son isomère le β-acide α-amide.

III. L'action des bases alcalines, soude, potasse ou baryte, sur l'anile αα-diphénylsuccinique (F 163°) donne principalement l'α-acide β-anilide à côté seulement de 7 à 10 % du β-acide α-anilide isomère. De même l'action de la soude sur l'αα-diphénylsuccinimide conduit surtout à l'α-acide β-amide. Ces deux résultats sont assez inattendus, car la règle de l'empêchement stérique ferait plutôt prévoir l'inverse.

IV. En plus de l'anile signalée ci-dessus, de nombreux dérivés nouveaux répondant à la formule générale $A—C(C^6H^5)^2—CH^2—B$, dans laquelle A et B sont des fonctions diverses, ont été préparés au cours de ce travail. Nous en donnons ci-après les points de fusion instantanés :

---

(2) *Bull. Soc. Chim.*, 3e série, **21**, 1899, p. 716.
(3) *Ann. der Chem.*, **354**, 1907, p. 121.

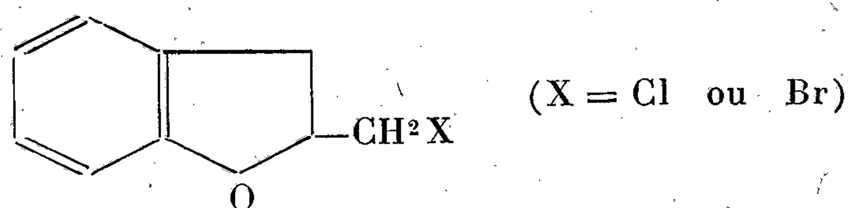
A.	B.	F.	A.	B.	F.
CO^2CH^3	$CO^2C^2H^5$	89-90°	$CO^2C^2H^5$	CO^2CH^3	113-114°
CO^2CH^3	$CONH^2$	170-171	$CONH^2$	CO^2CH^3	134-135
CO^2H	$CONHC^6H^5$	191-192	$CONHC^6H^5$	CO^2H	157-158
CO^2CH^3	$CONHC^6H^5$	204-206	$CONHC^6H^5$	CO^2CH^3	106-108
CO^2H	$CONH^2$	166-168	CO^2OCCH^3	CO^2CH^3	86-87
$CO^2C^2H^5$	$CONH^2$	126-127	$CO^2C^2H^5$	$CONHC^6H^5$	155
CN	CO^2CH^3	79-80	CO^2H	$CON(C^2H^5)C^6H^5$	155
$CONH^2$	$CONHC^6H^5$	163	$CO^2C^2H^5$	$CON(C^2H^5)C^6H^5$	95-96
CN	$CONHC^6H^5$	193-195	CN	$CON(C^2H^5)^2$	126
CO^2H	$CON(C^2H^5)^2$	180-182	CO^2CH^3	$CON(C^2H^5)^2$	88

V. La détermination de la constitution de plusieurs de ces dérivés a présenté quelques difficultés. Pour un grand nombre elle était basée sur l'action des bases aminées vis-à-vis des chlorures, soit des β-acides α-esters, soit des α-acides β-esters diphénylsucciniques. Or, les chlorures de ce deuxième type se transposent aisément en leurs isomères du premier type, quand on les prépare à chaud par la méthode habituelle au chlorure de thionyle, sans préjudice d'une formation importante d'anhydride. Mais, en préparant *à froid* les dits chlorures par action de $SOCl^2$ en solution éthérée sur les sels d'argent correspondants, rigoureusement secs, on évite toute transposition et les constitutions ainsi déterminées par cette méthode le sont avec grande chance de certitude.

VI. Il faut signaler de plus, fait un peu inattendu, que tous les esters-amides (ou anilides) préparés au cours de ce travail (à part naturellement ceux dont la fonction amide est disubstituée), se cyclisent très aisément et presque instantanément en imide ou en anile sous l'action des alcalis à température modérée. Ce n'est qu'à température plus élevée que l'alcali agit de nouveau sur l'imide ou l'anile formée pour donner un acide-amide (ou -anilide), dont la constitution n'est plus alors nécessairement la même que celle de l'ester-amide ou -anilide de départ. Cette aptitude à la cyclisation, sous l'action de réactifs provoquant au contraire l'ouverture du cycle montre que, dans la série αα-diphénylsuccinique, les deux fonctions A et B doivent être dans l'espace particulièrement rapprochées l'une de l'autre.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques propriétés des halogénométhyl-2 coumaranes.* Note de M. **Henri Normant**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les halogénométhyl-2 coumaranes



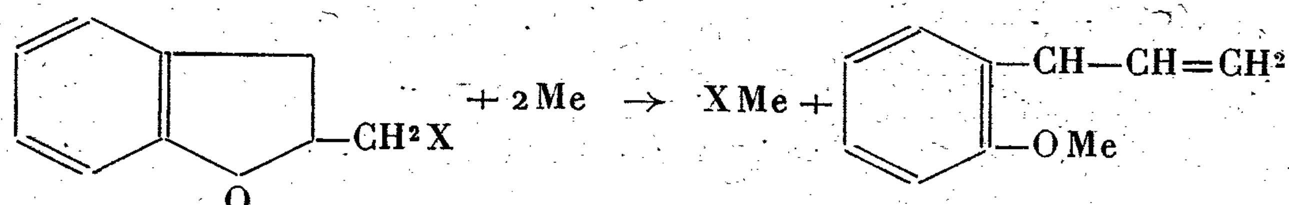
peuvent être préparés à partir de l'acétate de l'*o*-allylphénol par la suite des

réactions : fixation de l'halogène sur la double liaison, alcoolyse de la fonction ester, et enfin cyclisation par HOK à 30 %. Les rendements définitifs sont de 50 % pour le chlorure et de 75 % pour le bromure (¹).

Le chlorure se forme encore dans l'addition de l'acide hypochloreux au dérivé allylique (environ 10 %), opération qui conduit surtout à la chlorhydrine, de laquelle on passe à l'hydroxyméthyl-2 coumarane. Enfin ce dernier alcool, par traitement à Br^3P en présence de pyridine, redonne le bromure avec un rendement de 70 % (²).

L'étude de ces composés a été entreprise dans le but de connaître la stabilité du noyau dihydrofuranique ainsi que la mobilité de l'atome d'halogène.

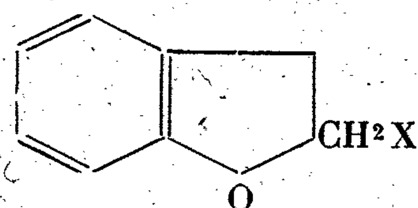
Stabilité de l'hétérocycle. — La présence d'une liaison double dans ce noyau ne modifie pas, d'une façon sensible, les résultats observés dans l'action des halogénures de tétrahydrofurfuryle sur le magnésium ou le sodium (³). La réaction peut encore s'écrire

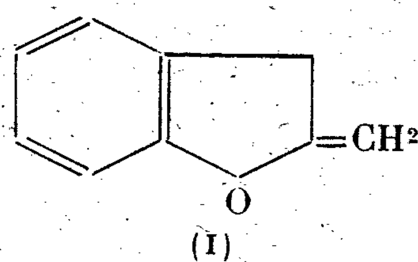


Dans le cas où X = Cl et Me = Mg et dans l'éther anhydre à l'ébullition, il se forme 60 % d'*o*-allylphénol, caractérisé par ses constantes et sa phényluréthane, F 116° (⁴).

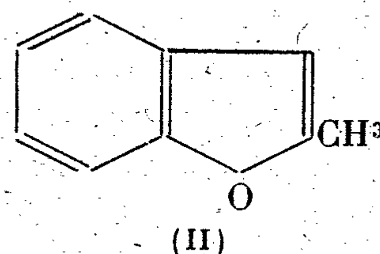
Si X = Cl et Me = Na, au sein du toluène bouillant on isole 63 % de phénol *o*-allylé (essais sur 0,1 mol.).

Mobilité de X. — Comme dans la plupart des éthers oxydes β-halogénés, cette mobilité est faible. Mais, à l'inverse des halogénures de méthyltétrahydrofurane, l'élimination de XH est aisée en milieu alcalin et conduit au méthylbenzofurane (II).





(I)



(II)

Action de l'acétate de potassium. — Par chauffage de 18h d'un mélange de bromure et d'acétate de potassium, en présence de INa comme catalyseur, on obtient 15 % de méthylcoumarone et l'acétine souillée de bromure. On purifie par traitement à HOK concentrée et isole enfin l'*hydroxyméthyl-2*

(¹) H. NORMANT, *Thèse* et *Ann. de Chimie*, 11e série, **17**, 1942, p. 346.
(²) R. PAUL et H. NORMANT, résultats inédits.
(³) R. PAUL, *Bull. Soc. Chim.*, **2**, 1935, p. 751; **53**, 1933, p. 424.
(⁴) CLAISEN, *Ann. der Chem.*, **418**, 1919, p. 69.

coumarane $C^9H^{10}O^2$ avec un rendement voisin de 50 %. Les constantes de cet alcool sont $É_{9,5}$ 138°,5; D^8_{16} 1,181; N^8_D 1,5648.

Phényluréthane. — Elle se sépare du mélange benzène-éther de pétrole en fines aiguilles F 71-72° (N % 5,23; théorie 5,20).

L'huile résiduelle, reprise par une solution d'éther et d'éther de pétrole, abandonne de nouvelles aiguilles fusibles à 115° (N % 5,21).

Les réactions précédentes, effectuées sur l'acétate d'argent, ont donné la seule uréthane fondant à 115°.

Acétate de méthyl-2 coumarane. — L'acétylation pyridinée de l'alcool ou par le chlorure d'acétyle en présence de $CH^3—CO^2Na$, au bain-marie, fournit l'ester avec un rendement quantitatif. C'est un liquide d'odeur agréable présentant les constantes $É_{10}$ 146°; D^{11}_{16} 1,166; N^{11}_D 1,5289.

Benzoate de méthyl-2 coumarane. — Obtenu en chauffant un mélange d'alcool, de chlorure de benzoyle et de benzène sec avec CO^3K^2 : $É_{9,5}$ 213 (non corrigé); aiguilles (éther, éther de pétrole); F 63°

Méthyl-2 benzofurane C^9H^8O. — On transforme le coumaranyl-carbinol en bromure par action de Br^3P en présence de pyridine. Le distillat brut est versé dans une solution alcoolique chaude de HOK (rendement final 74 %).

Les constantes sont en bon accord avec celles que donne la littérature.

La structure méthylène-coumarane (I) de ce composé, admise par Adams (5) et contestée par Claisen (6), doit être rejetée.

En effet son oxydation à l'anhydride sélénieux fournit :

a. en milieu alcoolique : le *benzofurfural*, identifié par sa phénylhydrazone F 136°-137° (7),

b. et au sein de l'anhydride acétique : l'*acétate de benzofurfuryle*, $É_{14}$ 149-150°; D^{14}_{16} 1,185; N^{14}_D 1,5550, qui est rapidement saponifié par la baryte en *benzofuryl-carbinol* $É_{14}$ 149-150°; D^{13}_{16} 1,178; N^{13}_D 1,5874 qui n'a pas cristallisé, mais caractérisé par son *p*-nitrobenzoate F 145-146° (7) et sa *phényluréthane* F 111° (benzène, éther de pétrole).

La pyrolyse de l'acétate de méthyl-α coumarane, effectuée en dirigeant les vapeurs sur du coton de verre, chauffé à 510° conduit, entre autres produits, au méthyl-2 benzofurane.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Relation entre l'absorption par l'atmosphère et la visibilité.* Note (1) de M. **Henri Dessens**, présentée par M. Charles Fabry.

La diminution de la visibilité quand l'éloignement augmente est attribuée à trois causes :

---

(5) Adams et Rindfusz, *J. Amer. Chem. Soc.*, 41, 1919, p. 648.

(6) *Ber. d. chem. Ges.*, 53, 1920, p. 322.

(7) Tadeus et Reichstein, *Helv. Chim. Acta*, 13, 1930, p. 1275.

(1) Séance du 3 avril 1944.

l'absorption propre de la lumière par les constituants de l'atmosphère;

l'absorption par diffusion : diffusion par les molécules d'air (Rayleigh-Cabannes) et diffusion par les aérosols (Rocard etc.);

le voile atmosphérique provenant de ces diffusions.

Or des observations indiquent ([2]) que, parfois, la visibilité des lointains est supérieure à la visibilité maxima qui résulterait de la seule diffusion par l'air pur. D'autre part le rôle de l'absorption vraie, par la vapeur d'eau par exemple, n'a pas été bien déterminé. Pour certains auteurs, « l'atmosphère est moins transparente lorsqu'elle est humide que quand elle est sèche »; pour d'autres ([3]) « c'est en général l'air le plus humide qui est le plus transparent ».

Nous allons montrer que, dans certains cas, des visibilités supérieures au maximum calculable d'après la théorie de Rayleigh-Cabannes sont observables, grâce à une augmentation du contraste due à l'absorption vraie (sans diffusion).

Si b est la brillance de 1^{cm} d'épaisseur d'atmosphère, et k le coefficient d'absorption de l'atmosphère, la brillance de l cm de voile atmosphérique est $B = b/k(1 - e^{-kl})$. Pour une épaisseur infinie d'atmosphère, cette brillance vaudrait $B_0e = b/k$. La brillance apparente du but éloigné, de brillance propre B_0 est

$$B_a = B_0 e^{-kl} + \frac{b}{k}(1 - e^{-kl}).$$

L'augmentation de certains contrastes lointains lorsque k augmente par suite d'une absorption vraie (b et l constants) provient de ce que le voile $b/k(1 - e^{-kl})$ est alors une fonction décroissante de k.

Le contraste est susceptible d'augmenter lorsque le but éloigné se profile en clair sur un ciel sombre; ceci se produit pour une montagne enneigée éclairée par le Soleil dans l'observation visuelle, ou, pour une colline recouverte de verdure, dans la photographie infrarouge. Nous pouvons confondre (Hugon, *Sc. et Ind. Photogr.*, mai 1930), pour de longues portées optiques, la brillance du ciel à l'horizon avec la brillance limite b/k. Le but se détache alors avec un contraste

$$C = \frac{B_a - B_\infty}{B_\infty} = \frac{B_a}{B_\infty} - 1$$

positif dans le cas envisagé. En explicitant B_a et B_∞, on obtient

$$C = e^{-kl}\frac{B_0 - \frac{b}{k}}{\frac{b}{k}} = C_0 e^{-kl}.$$

C_0 étant le contraste que l'on observerait au but. C augmente avec k si la dérivée

---

([2]) Duclaux, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1329; **198**, 1934, p. 1524.

([3]) Duclaux, *Journ. de Phys.*, 7e série, **6**, 1935, p. 401.

dC/dk est positive, donc si $l - B_0/b(kl - 1)$ est positive, ou, en posant $L = 1/k$,

$$l < L\frac{B_0}{B_0 - \frac{b}{k}} \quad \text{ou} \quad l < L\left(1 + \frac{1}{C_0}\right).$$

Le contraste est donc augmenté par une absorption vraie supplémentaire si la distance d'observation l est inférieure à $L[1 + 1/C_0)]$. Pour que la limite de visibilité l' soit améliorée, il faut qu'elle soit inférieure à cette limite; l' étant la distance donnant le plus petit contraste perceptible

$$C' = C_0 e^{-kl'}, \qquad l' = L \operatorname{Log}\frac{C_0}{C'},$$

la condition à réaliser peut s'exprimer en fonction du contraste C_0

$$l' < L\left(1 + \frac{1}{C_0}\right) \quad \text{ou} \quad 1 + \frac{1}{C_0} > \operatorname{Log}\frac{C_0}{C'}.$$

En prenant (4) 0,03 pour valeur de C', le contraste au but C_0 doit être inférieur à 0,42. Par exemple, en lumière orangée, avec $l = 300^{\text{km}}$ et $C_0 = 0{,}32$, le contraste lointain passe de 0,042 à 0,050 lorsque k augmente de $0{,}66 . 10^{-7}$ (valeur théorique pour l'air pur) à $1{,}0 . 10^{-7}$.

Il n'est donc pas indispensable, pour expliquer certains accroissements de visibilité, de rectifier de 20 % les coefficients de la formule Rayleigh-Cabannes (5); l'absorption vraie peut être la cause de cet accroissement. Il y aurait même parfois intérêt à photographier des arêtes éloignées en utilisant un matériel (filtre et émulsion) réagissant vers le maximum d'une bande d'absorption.

L'absorption par la vapeur d'eau est très sensible dans le jaune, région spectrale très efficace dans l'observation visuelle. Cette absorption peut augmenter sensiblement certains contrastes; elle atténue dans tous les cas le voile atmosphérique; c'est l'impression de limpidité ainsi produite qui fait dire : « l'air est très limpide, il va pleuvoir »; cette observation courante est donc justifiée.

Observations au sujet de la Note de M. Dessens, par M. **Jacques Duclaux**.

Dans la Note qui précède, M. Dessens établit un résultat curieux, dont il faudra toujours tenir compte dans les études de la transparence atmosphérique. La portée de ce résultat est très générale. En effet la méthode de M. Dessens consiste à considérer comme indépendantes l'une de l'autre la brillance de

(4) Duclaux, *C. R. Réunions de l'Institut d'Optique*, 1931, p. 38.
(5) Duclaux, *Journ. de. Phys.*, 7e série, 6, 1935, p. 401.

l'atmosphère et son absorption. Son premier calcul est donc applicable à tous les cas de diffusion, même sans absorption vraie, du moment que la distribution de la lumière diffusée n'est pas isotrope autour de l'élément diffusant; et même dans un sens un peu différent, au cas de la diffusion moléculaire, puisque le rapport de la brillance de l'air avec son absorption varie avec l'angle compris entre la direction de la lumière incidente et la direction d'observation.

Il n'est pas encore certain, cependant, que le calcul de M. Dessens explique les cas de visibilité à grande distance. Il ne semble s'appliquer qu'au cas où l'objet vu est plus brillant que le fond du ciel; or on constate des visibilités anormales aussi bien pour des objets sombres que pour des objets clairs. De plus, le calcul s'applique aux contrastes entre l'objet et le fond du ciel, mais non aux contrastes entre objets terrestres tous situés à la même distance. Or ce qu'il y a de plus remarquable lorsque l'atmosphère est très limpide, c'est non pas le contraste avec le ciel (contraste, qui est beaucoup plus fort avant le lever ou après le coucher du Soleil), mais la netteté des détails terrestres dont l'apparition est le signe d'une augmentation *générale* des contrastes. Cette augmentation n'est d'ailleurs pas localisée dans le spectre, ce qui empêche de l'attribuer à une bande d'absorption comme celle de la vapeur d'eau.

L'exemple numérique donné par M. Dessens n'est pas très convaincant, car pour l'obtenir il faut confondre la brillance du ciel à l'horizon avec la brillance limite pour une épaisseur d'air infinie. Or ceci n'est exact que pour des radiations de longueur d'onde assez courte. Avec le chiffre de M. Dessens ($k = 0{,}66 . 10^{-7}$), pour une épaisseur d'air normal de 350^{km}, la brillance diffère encore de 10 % de la limite. Or le chiffre de 350^{km} est rarement dépassé; c'est à très peu près l'épaisseur totale d'air traversée, jusqu'à la limite de l'atmosphère par le rayon qui, parti du sommet du Puy de Dôme, efffeure la cime du Mont Blanc. Il serait intéressant de refaire le calcul pour d'autres coefficients d'absorption; il est possible que, dans certains cas, l'augmentation de contraste soit plus grande encore que celle qu'a calculée M. Dessens. Je crois que de toute manière il faut diminuer les coefficients d'absorption théoriques (1), mais cela n'empêche pas que, dans des cas particuliers, une augmentation d'absorption puisse expliquer certains faits aussi bien qu'une diminution.

PALÉONTOLOGIE. — *Nouveau genre d'Éponge siliceuse fossile et remarques sur la classification des Hexactinellides*. Note de Mlle **Lucette Hérenger**, présentée par M. Charles Jacob.

Parmi les échantillons de Spongiaires recueillis par le Dr Bataller dans le Crétacé de Catalogne, j'ai déjà décrit quelques genres nouveaux et signalé

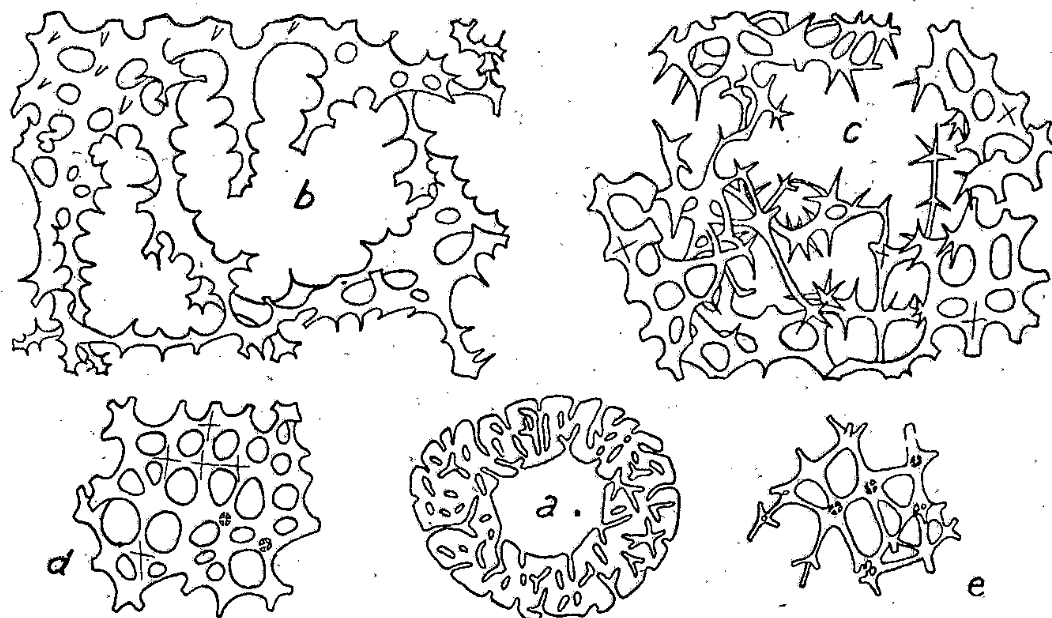
(1) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 491.

l'intérêt de certains gisements, particulièrement de celui de l'Aptien de Can Casanyes Castellet ([1]). Le dernier envoi du Dr Bataller comporte précisément de nombreux Spongiaires de cette région, dont une dizaine d'exemplaires d'une magnifique conservation, que j'attribue à un genre nouveau, le genre ***Moretia***.

Cette très belle Éponge se présente sous forme de cornet étroit ou de coupe très évasée, aux parois sillonnées de canaux exhalants et inhalants capricieusement anastomosés. Les faces externe et interne du cornet se différencient par leur aspect, leurs pores et leur squelette. Tandis que la face interne ou exhalante est lisse et percée de gros pores de diamètre et de disposition quelconque, la face inhalante est irrégulièrement boursouflée et les pores y sont logés au fond de sillons séparant les pustules de la surface. Ces pores inhalants sont recouverts d'un réseau cortical très lâche, constitué par des hexactines déformés, dont les branches tangentielles à la surface sont très développées, alors que les autres s'atrophient pour donner des épines plus ou moins longues. Ainsi constituée, cette face extérieure de l'Éponge rappelle, par la délicatesse de son squelette, une sorte de dentelle serrée transversalement par des fils de fronce.

Le squelette essentiel est un réseau dictyonal robuste et très régulier, sauf au niveau des pores où les hexactines perdent leur régularité pour acquérir des rayons très minces et hérissés de piquants.

Mais le fait le plus notable, c'est que l'on peut observer ici, parmi les hexactines à nœuds pleins qui constituent l'ensemble du réseau spiculaire, quelques rares hexactines dont les nœuds sont au contraire ajourés et consolidés par de



Moretia elegans nov. gen. nov. sp. — *a*, système canalifère sur le bord du cornet ($^1/_2$); *b*, pores inhalants et réseau cortical; *c*, modifications du réseau essentiel au niveau des pores; *d* et *e*, réseau dictyonal profond montrant les deux types d'hexactines. (Figures *b*, *c*, *d* et *e* : × 20.)

petites poutrelles disposées suivant les arêtes d'un octaèdre. Ce détail de structure est connu sous le nom de *lychnisque*, et c'est en se basant sur sa présence exclusive ou prédominante que Schrammen avait proposé une division com-

---

([1]) L. Hérenger, *Trav. Labor. Géol. Grenoble*, 23, 1942. Pour les généralités sur les Éponges siliceuses fossiles, cf. L. Moret, *Mém. Soc. Géol. France*, 9e série, nº 5, 1926.

mode des Hexactinellides dictyonines en *Lychniscosa* (formes à lychnisques) et *Hexactinosa* (formes sans lychnisques).

L'observation que nous venons de rapporter conduit donc à faire certaines réserves au sujet de la classification des Hexactinellides. Notre genre *Moretia*, qui possède quelques traits de Ventriculitidés, famille de *Lychniscosa*, n'est d'ailleurs pas seul à présenter cette anomalie. C'est précisément dans cette même famille (Moret, *loc. cit.*, p. 208), que se trouve le genre *Pachyteisma* du Jurassique supérieur, chez lequel seuls les hexactines de la profondeur du squelette sont pourvus de lychnisques, ceux du cortex, très épaissis, en étant dépourvus. Nous pourrions encore citer d'autres Hexactinellides du Jurassique supérieur (genres *Placotelia*, *Discophyma*, *Cavispongia*) et du Cénomanien, chez lesquelles se retrouve une disposition analogue.

L'examen du réseau squelettique amène à penser que, dans ces divers cas, la présence de lychnisques est un caractère primitif et qu'un empâtement secondaire de silice les a fait disparaître en quelques points, *in vivo*. Ajoutons que cet empâtement n'est pas, comme on pourrait nous l'objecter, le fait de la fossilisation, puisque, à côté des hexactines épaissis, d'autres sont au contraire restés très grêles et ont conservé les plus fins détails de leur structure.

C'est pourquoi, nous basant sur cette remarque, nous conviendrons de conserver provisoirement ce groupe des *Lychniscosa* et d'y placer toutes les formes litigieuses chez lesquelles se rencontrent les deux types de spicules, même lorsque les hexactines à lychnisques n'y sont représentés que par quelques exemplaires.

ALGOLOGIE. — *Sur le déplacement des* Closterium (*Desmidiées*) *cultivés sur gélose*. Note [1] de MM. **Robert Lami, Jean Portier** et **Maurice Serpette**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Nous avons étudié [2] la constitution des sécrétions mucilagineuses produites par une Desmidiée, *Closterium acerosum* Schrank, et indiqué leur structure. Ces sécrétions permettent d'expliquer les déplacements de l'algue et la piste circulaire qu'elle produit.

Cultivé sur gélose, ce *Closterium* présente un déplacement général laissant, à la surface de la gélose, des pistes d'une netteté absolue, en forme de cercles souvent parfaits, quelquefois superposés ou accolés. Ces pistes ressortent bien sous un éclairage latéral par suite du relief qui les caractérise et quelquefois aussi, dans les cultures impures, par la déchirure du voile bactérien plus opaque.

La courbure de ces pistes est en relation évidente avec la carène arquée de

---

(1) Séance du 17 avril 1944.

(2) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 117.

ce *Closterium*. Cependant la mesure du rayon de courbure des pistes fournit, pour cette espèce, des valeurs comprises entre 850 et 1000$^{\mu}$, et la mesure du plus petit rayon de courbure de l'algue donne, pour des individus bien symétriques, des valeurs toujours supérieures à 1250$^{\mu}$. Le rayon de courbure de l'algue étant plus grand que celui de la piste, l'algue se déplace donc tangentiellement à sa piste, ou oscille autour d'une telle position. Au mouvement de translation s'ajoute en effet une oscillation autour d'un axe, perpendiculaire au substratum, situé à environ 1/7 de la longueur de l'algue, à partir de l'extrémité sécrétrice.

Les observations vitales montrent que l'extrémité sécrétrice, en contact avec le substratum, décrit une courbe sinusoïdale de faible amplitude (10$^{\mu}$), homothétique de celle décrite par l'extrémité non sécrétrice dans un rapport voisin de 7, et dont le tracé apparaît nettement par l'aspect sinueux du filament sécrété.

A 17° C., l'algue parcourt de 1 à 5$^{\mu}$ à la minute à la surface du milieu gélosé, plus ou moins gênée par la tension capillaire du film aqueux qui tend à l'appliquer sur la gélose. Nous avons observé la division d'une cellule donnant naissance à deux cellules-filles qui se sont écartées de 290$^{\mu}$ en 2 heures, soit une vitesse moyenne d'éloignement de 1$^{\mu}$,25 à la minute. L'algue se déplace ainsi de sa longueur en 4 à 5 heures et parcourt une piste circulaire de 1000$^{\mu}$ en 3 à 4 jours. Après passage par un maximum, la vitesse diminue, puis devient nulle quand la cellule va se diviser. On peut observer une même piste jalonnée par plusieurs cellules-filles dont le nombre, en tenant compte, de la période de division, permet d'apprécier l'âge de la culture. Il arrive cependant qu'une cellule-fille s'échappe de la piste primitive pour en produire une nouvelle.

La piste est formée du filament sécrété par l'algue à l'une de ses extrémités. Au contact du milieu de culture, les matières pectiques sécrétées précipitent et cette production exerce sur la cellule une pression suffisante pour la faire progresser. Le mouvement résultant est régulier, car la sécrétion est unipolaire, et prend la direction imposée par la forme de l'algue.

Si la sécrétion est bipolaire, généralement alternative, comme chez *Closterium moniliforme* Ehrenb., l'algue décrit alors une piste irrégulière. En milieu liquide, ce *Closterium* présente un balancement par culbutes successives dues à une sécrétion bipolaire de mucilage. Dans de mêmes conditions le *Closterium acerosum* oscille seulement sur son extrémité sécrétrice. Les forces produites par le foisonnement du mucilage suffisent à rompre continuellement l'équilibre de la plante et à la déplacer.

La séance est levée à 16^{h}.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances d'avril 1944.

Actualités scientifiques et industrielles 947. Physique et chimie théoriques, IV. *Le calcul symbolique et quelques applications à la physique et à l'électricité*, par Robert Potier et Jacques Laplume. Paris, Hermann et Cie, 1943; 1 vol. $25^{cm},5$.

Contributions à l'étude phytosociologique de la Corse. Le massif du Renoso, par René de Litardière et G. Malcuit. Paris, Paul Lechevalier, 1926; 1 vol. 25^{cm} (présenté par M. A. Chevalier).

Id. *Les montagnes de la Corse orientale entre le Golo et le Tavignano*, par René de Litardière. Extrait des *Archives de Botanique*, Tome II, Mém, n° 4. Rennes, Imprimerie Oberthur, 1928; 1 vol. 25^{cm} (présenté par M. A. Chevalier).

Id. *Les hêtraies de l'Incudine*, par René de Litardière et G. Malcuit. Extrait des *Archives de Botanique*. Tome III, Mém. n° 4, 1929. Lille, Société d'Édition du Nord; 1 fasc. 25^{cm} (présenté par M. A. Chevalier).

Id. *Esquisse de la végétation de la Punta di Fornello*, par René de Litardière et G. Malcuit. Extrait des *Archives de Botanique*. Tome IV. Mém. n° 5, 1931. Lille, Société d'Édition du Nord; 1 fasc. 25^{cm} (présenté par M. A. Chevalier).

Nouvelles contributions à l'étude de la flore de la Corse, par René de Litardière. Extrait des *Archives de Botanique*. Tome II, Mém. n° 1, 1928; Tome III, Mém. n° 3, 1929; Tome IV. Mém. n° 2, 1930; Tome IV, Mém. n° 3, 1930; Tome IV, Mém. n° 4, 1930. Lille, Société d'Édition du Nord; 5 fasc. 25^{cm} (présenté par M. A. Chevalier).

Prodrome de la flore de la Corse, par John Briquet et continué par René de Litardière. Tome II, partie 2; Tome III, partie 1. Paris, Paul Lechevalier, 1936 et 1938; 2 vol. 25^{cm} (présenté par M. A. Chevalier).

Memorias del Instituto Geológico y Minero de España. *La Cordillera del Rif*, par P. Fallot y A. Marin. Tomo I et II. Madrid, Gráficas reunidas, S. A., 1939; 2 vol. $24^{cm},5$.

Instituto Geológico y Minero de España. *La Cordillera del Rif. Atlas*, Escala de 1 : 50000, par P. Fallot y A. Marin. Madrid, Publicado par el Instituto Geológico y Minero de España, de acuerdo con los trabajos de la Comisión de Estudios Geológicos en Marruecos. *Topografia de los hojas publicadas* par el depósito de la guerra; 1 vol. $60^{cm},5 \times 46^{cm}$.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 1er MAI 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Notice nécrologique sur MATHIEU LECLERC DU SABLON (1859-1944), par M. LOUIS BLARINGHEM.

ALBERT-MATHIEU LECLERC DU SABLON, Correspondant de l'Académie des Sciences pour la Section de Botanique, est mort le 18 mars 1944 à Venéjan, dans le Gard, dans la région même où il vécut ses premières années. Né à Bagnols-sur-Cèze le 25 mars 1859, brillant élève de l'École Normale supérieure où il fut Agrégé préparateur en 1883, il quitta le Muséum d'Histoire naturelle pour Toulouse où il fut successivement Chargé du Cours de Botanique à la Faculté des Sciences (1890), Professeur titulaire (1891) et bientôt Doyen (1893), réélu en 1896, 1899 et 1902. C'est dire que notre Confrère, gendre de Philippe Van Tieghem, conserva dans sa longue carrière une prédilection marquée pour l'enseignement dans la région même où il avait passé son enfance.

Leclerc du Sablon s'est attaché, en effet, à développer magistralement dans son Cours toutes les parties de la Botanique après avoir, en qualité d'aide naturaliste au Muséum (1887-1890), profité largement des richesses vivantes et des Herbiers de cet Établissement. A Toulouse, il se plaît aux herborisations dans un rayon étendu, dans les petites Pyrénées ou dans la Montagne Noire, voire même aux environs de Carcassonne; il complète l'Herbier de la Faculté renfermant environ 35000 espèces représentées par des échantillons de diverses localités. Pendant son décanat il obtient de la Ville de Toulouse, dans le Jardin des Plantes, le terrain nécessaire à la construction d'un bâtiment destiné à la Physique et à la Botanique, et ces acquisitions sont largement utilisées par notre Collègue pour la formation des étudiants et pour les recherches personnelles. Le titre même du Cours de Botanique rédigé par Gaston Bonnier et Leclerc du Sablon (1901-1905) : *Anatomie; Physiologie; Classification; Applications agricoles industrielles, médicales; Morphologie expérimentale; Géographie botanique; Paléontologie; Historique,* fait deviner l'immense effort coordonné de ces deux grands maîtres de la Science française dont nous avons largement profité à nos débuts et qui a provoqué, à Toulouse même, une suite

de travaux originaux, dans tous les domaines des sciences naturelles, développés à l'Institut agricole, à l'Institut forestier pour l'étude largement esquissée actuellement de la vie des plantes dans la région pyrénéenne. Une bonne part des résultats acquis sont la suite normale de la variété des recherches originales poursuivies avec une large intelligence et sur place par Leclerc du Sablon.

La Thèse de Doctorat (1884), *Recherches sur la déhiscence des fruits à péricarpe sec*, montre une relation constante entre la nature des mouvements observés et la structure des organes; c'est dans la couche lignifiée, morte par conséquent, qu'il faut chercher la cause de la déhiscence même pour les fruits ruptiles dont les parois, s'ouvrant brusquement, font entendre un bruit assez fort. La même année une Note aux *Comptes rendus* traduit la même constatation pour l'ouverture des anthères libérant le pollen, et toutes les particularités s'expliquent par la disposition spéciale des bandes lignifiées : « L'examen anatomique de l'assise mécanique d'une anthère non encore ouverte permet de prévoir avec certitude la forme que prendra l'anthère après la déhiscence. »

Poursuivant ces recherches pour les sporanges des Fougères, des Mousses, enfin des Hépatiques, Leclerc du Sablon constate de grandes analogies dans toutes ces réactions indispensables à la propagation des germes et des espèces. Et l'altération est possible dans quelques cas particuliers, celui de la Violette commune (*Viola odorata* L.) par exemple. Les fleurs de la Violette odorante ne donnent pas de fruits; lorsque la floraison paraît terminée, quelques boutons rudimentaires, incolores, fournissent des capsules nées de fleurs non épanouies, *cleistogames*, où Leclerc du Sablon constate la réduction de taille des anthères, la réduction en nombre des sacs polliniques et l'absence d'ornements cellulaires lignifiés; les sacs polliniques ne s'ouvrent pas, mais les grains de pollen germent sur place; leurs tubes arrivent au contact du style, très court ici, et pénètrent directement jusqu'aux ovules; la non-déhiscence de l'anthère est compensée par la réduction en longueur du tissu conducteur. Même ingéniosité dans l'analyse des mouvements des vrilles des Passiflores, des Clématites, de la Vigne; c'est la turgescence des cellules et non l'inégalité de croissance qui joue le rôle principal; chez les Cucurbitacées la sensibilité est liée à des files de cellules minces très allongées; l'anatomie des vrilles indique sans hésitation possible le siège de la sensibilité et la nature de la réaction, variable avec l'âge. C'est dans cette coordination des phénomènes qu'excelle le talent de Leclerc du Sablon; application de la physique expérimentale à l'analyse des tissus; suivant les traces de Dutrochet, il prépare les remarquables découvertes du botaniste physicien Henri Devaux.

L'anatomie constitue d'ailleurs l'essentiel de l'Œuvre scientifique de Leclerc du Sablon; les suçoirs des plantes parasites, Rhinanthées et Santalacées, ne sont pas des radicelles mais des excroissances, des émergences de la racine, adaptées au rôle d'organes d'absorption parasitaire; les lianes comme la Glycine

(*Wistaria sinensis*) ont des assises libéro-ligneuses surnuméraires en arcs, interrompues aux points de contact avec le support, ce qui facilite l'enroulement. La formation des tiges de Fougères, qui fait l'objet d'un Mémoire important (1890), aboutit à une conclusion, entrevue dans la théorie du faisceau de C. Bertrand, mais précisée ici avec présomption de filiation : « Les structures plus ou moins complexes que présentent les tiges adultes des diverses Filicinées reproduisent les stades successifs que parcourt, dans son développement, la tige de *Pteris aquilina*, par exemple. » Les tubercules souterrains profonds des Prêles, les tubercules mi-tige mi-racine du *Tamus*, ceux de quelques Orchidées (1897) sont l'objet d'analyses importantes tant au point de vue de la structure anormale qu'à celui de la physiologie même de ces organes.

Et en effet, c'est surtout dans le domaine de la Physiologie végétale que Leclerc du Sablon a orienté ses élèves. Lui-même a fourni, sur les réserves oléagineuses des graines, des travaux très suggestifs qui dominent encore aujourd'hui les opérations en vue de l'extraction des matières grasses : l'huile des graines germant se transforme en sucres; les albumens gélatineux (*Sophora*, *Gleditschia*) ne donnent guère de glucose, mais des celluloses gélifiées assimilables par la jeune plante; l'albumen corné du Dattier est digéré au seul contact du cotylédon, où il fournit le saccharose, et cette relation immédiate paraît être la caractéristique essentielle de l'évolution des organes de réserves des plantes vivaces et des arbres. Parmi ceux-ci furent étudiés, de 40 à 40 jours pendant une année, Poirier, Cognassier, Châtaignier, Framboisier, Fusain d'Europe et Fusain du Japon, Saule, Chêne, Mélèze, Pin d'Autriche (1903-1908), et parallèlement les réserves des fruits des Cucurbitacées, où la maturation est caractérisée par une autodigestion. Il faut citer les Notes et Mémoires sur les différentes formes de Figues, sur la parthénogénèse du Figuier de Smyrne, sur l'albumen du Caprifiguier et sur la caprification.

Plus récemment (1912) une étude sur la Chlorovaporisation et le mouvement de l'eau dans les plantes a mis en question le rôle de la chlorophylle. Chez les feuilles panachées dépourvues de chlorophylle, l'accroissement de transpiration sous l'influence de la radiation solaire se produit exactement avec le même rythme que chez les feuilles vertes des plantes de même espèce, ce travail suivant de près une belle étude sur l'ascension de la sève (1910). Toutes ces recherches ont été résumées dans des Notes présentées à l'Académie.

Leclerc du Sablon fut élu Correspondant pour la Section de Botanique le 9 février 1920, en remplacement du Professeur William Farlow, dont je fus l'hôte à l'Université Harvard. Vers la même époque, la Section reconnut les mérites de Sauvageau, Chodat, Massart, Jumelle, dont les botanistes de ma génération ont largement tiré bénéfice. Il me plaît de signaler que Leclerc du Sablon fut un digne représentant de la *Botanique et Physique végétale*, titre de la Section de 1795 à 1803 et qui pourrait être repris avec avantage.

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE. — *Problèmes liés à des métriques variationnelles.* Note de MM. **Georges Bouligand** et **Gustave Choquet**.

Sur une variété V_3 à structure micro-affine, repérable par divers systèmes de coordonnées curvilignes (x, y, z), on assigne à tout élément d'arc la mesure $F(M, dM)$ ou $F(x, y, z; dx, dy, dz)$, sans postuler au départ la convexité de l'*indicatrice* $F(x, y, z, X, Y, Z) = 1$, ni lier à F de connexion euclidienne entre éléments linéaires (¹), mais en supposant que le rapport de F^2 à $X^2 + Y^2 + Z^2$ demeure entre deux constantes positives. On veut définir, *invariantivement*, le *volume* dans V_3, l'*aire* dans une V_2, en vue de l'analyse des champs vectoriels et des relations longueur-aire pour F convexe (surfaces minima etc.).

1. Sur une V_2 (ex., $z = 0$), l'élément d'aire $\alpha\, dx\, dy$ défini par P. Funk et L. Berwald (²), en faisant dépendre α d'un élément de contact, est une notion *instable*, c'est-à-dire discontinue dans une variation continue de la métrique. Faute d'une combinaison des dérivées de F engendrant un α en dépendance continue, monotone de la métrique, on peut à tout domaine attacher une *aire par défaut*, une aire *par excès*, soient respectivement

$$\iint \Big(\underset{(\text{pour } F^2 \geqq eX^2 + 2fXY + gY^2)}{\text{borne sup}} \sqrt{eg - f^2}\Big)\, dx\, dy$$

et

$$\iint \Big(\underset{(\text{pour } F^2 \leqq eX^2 + 2fXY + gY^2)}{\text{borne inf}} \sqrt{eg - f^3}\Big)\, dx\, dy,$$

c'est-à-dire les bornes qui se présenteraient, si répudiant F on prenait dans V_3, *sans autre hypothèse métrique*,

$$Q(x, y, z); dx, dy, dz) \leqq ds^2 \leqq Q(x, y, z, dx, dy, dz) + q(x, y, z; dx, dy, dz),$$

où Q, q sont deux formes quadratiques définies positives de dx, dy, dz. (Ex. : ds^2 de la variété cinétique d'un système holonome, de force vive approximativement connue.)

Pour les surfaces de V_3 bordées à un contour $\mathfrak{C}$ se posent le problème du minimum de l'aire par excès, et de plus ($\mathcal{B}$) la question d'un *minimum approché au même degré que la métrique* : sur une surface y répondant, l'aire de *chaque* fragment doit, au moins, satisfaire à la condition de ne jamais excéder le produit par $[1 + \max(q:Q)]$ du minimum, pour son bord, de l'aire selon Q. De ce problème, on peut traiter un cas particulier simple, généralisant la recherche de l'aire minima de révolution entre deux cercles coaxiaux et requérant comme la dynamique l'étude de géodésiques approchées.

(¹) Élie Cartan, *Actualités Scientifiques*, 79, 1934, p. 10.

(²) *Flächeninhalt und Winkel in der Variations rechnung*, Prague, 67, 68, 1919-20, pp. 45, 49.

2. Faute d'un α formé avec les dérivées de F, on introduit ($\mathcal{C}h.$) le volume V_M intérieur à l'indicatrice en M et l'aire s_M^{Π} de sa section par un plan Π contenant M (aire, volume au sens usuel).

Posant $V_M\, d\mathcal{V} = 4/3\,\pi\, d\tau$ et $S_M^{\pi}\, d\mathcal{S} = \pi\, d\sigma$, où $d\tau$ et $d\sigma$ sont les éléments de volume et d'aire au sens usuel, on définit, en liaison continue avec la métrique, l'élément $d\mathcal{V}$ de F-*volume* et l'élément $d\mathcal{S}$ de F-*aire* (un facteur fonction de M pouvant s'introduire, mais étant exclu si l'on s'impose de retrouver, pour un ds riemannien, les expressions classiques).

3. Le *flux* à travers une pièce de surface est introduit par un F-volume infiniment mince [3]; la divergence comme rapport limite, à un F-volume de diamètre infiniment petit, du flux sortant, ce qui maintient le théorème flux-divergence.

Au lieu de se contenter ($\mathcal{B}$, antérieurement à 2) de considérer, au bénéfice de la structure micro-affine de V_3, l'annulation de *laplaciens généralisés* du type *Mémorial*, fasc. XI, p. 6, on peut poser (en vertu de 2)

$$(\mathcal{B})\qquad \Delta_2\varphi = \text{lapl. gén. } (\varphi)_M = 6\lim_{\varepsilon\to 0}\frac{\iiint [\varphi(M') - \varphi(M)]\, d\mathcal{V}'}{\iiint [\delta_F(M, M')]^2\, d\mathcal{V}'},$$

où δ_F indique la F-distance, et où le volume d'intégration décrit par M' est déterminé par $\delta_F(M, M') \leq \varepsilon$. Au coefficient 6, on substitue $2n$ quand on laisse arbitraire le nombre n de dimensions.

4. Introduisant ($\mathcal{C}h.$), au moyen de l'indicatrice en M, le produit scalaire (non commutatif) et le vecteur gradient, on conserve l'expression classique de la dérivée dans une direction, celle de $\operatorname{div}(\lambda\vec{u})$, et l'on aperçoit une autre définition possible, mais distincte, du laplacien de φ, par $\operatorname{div}(\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,\varphi)$. La formule de Green nécessite un terme complémentaire, vu la non-commutativité du produit scalaire.

5. Une surface minima d'un espace euclidien ou cayleyen peut se caractériser par l'annulation en chaque point du laplacien de la distance d'un point courant au plan tangent en ce point. Les surfaces S obtenues en transposant ce point de vue dans V_3 par les notions de laplacien généralisé et de F-distance au lieu T des géodésiques tangentes à une S en un de ses points, forment, et cela déjà ($\mathcal{B}$) dans les espaces de Riemann, une classe distincte de celle des surfaces en cours d'étude ($\mathcal{C}h.$) définies par la condition de réaliser le minimum de la F-aire passant par un contour C donné.

6. Contrairement au cas riemannien, l'application, faite dans la V_2 définie par $z = 0$, à un arc simple doué d'une paratingente unique en tout point, de la

[3] G. Bouligand, *Leçons de géométrie vectorielle*, Paris, 1922, n° **188**, p. 222.

construction de Cantor-Minkowski, avec un F-rayon égal à ρ, donne pour le quotient par ρ du rapport

(F-mesure de l'aire recouverte) : (F-longueur de son périmètre),

une limite qui, dans le cas général, oscille entre o et $\pi/2$, suivant la courbe choisie (et entre $\pi/4$ et $\pi/2$ pour un *ds* réversible). Elle redevient indépendante de la courbe dans le cas ($\mathcal{C}h.$), où l'indicatrice est choisie, en chaque point, de manière à conférer à la notion de ***transversalité*** un caractère réciproque. Dans les questions précédentes, cette réciprocité introduit, quand elle a lieu, des simplifications faciles à mettre en évidence; cette réciprocité n'est nullement caractéristique de l'ellipse (cas riemannien).

7. Signalons enfin ($\mathcal{B}$) que la géométrie infinitésimale classique introduit des *ds* réversibles de la forme précédente. Exemple : Celui exprimant l'élément d'aire, au sens ordinaire, engendré par un arc variable de courbe d'une congruence donnée $u(x, y, z) = \alpha$, $v(x, y, z) = \beta$, intercepté par la *couche d'espace* comprise entre deux surfaces $W(x, y, z) = W_1$ et $W = W_2$ (élément qui se déduit du ds^2 exprimé au moyen des coordonnées u, v, w).

CORRESPONDANCE.

M. **René Jeannel** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante dans la Section d'Anatomie et Zoologie par la mort de M. *Louis Bouvier*.

ÉLASTICITÉ. — *Remarques sur le problème de l'élasticité non linéaire.* Note [1] de M. **Jacques Rivaud**, présentée par M. Joseph Pérès.

On sait que de nombreux travaux ont déjà été consacrés à l'étude de l'élasticité non linéaire (cas des déformations finies). L'hypothèse de l'énergie de déformation (par lord Kelvin, Kirchhoff, Boussinesq) permet de remplacer la loi de Hoocke par des relations générales entre tensions et déformations. Mais, si l'on essaie d'écrire le système d'équations aux dérivées partielles reliant les déplacements u_i (exprimés en fonctions des coordonnées initiales), on est rapidement arrêté par la complication des calculs; la difficulté principale provenant du fait que le tenseur des efforts est repéré dans l'état déformé, tandis que celui des déformations fait intervenir l'état initial. (La théorie ordinaire, qui confond ces deux états, ne rencontre pas cette difficulté). C'est la raison pour laquelle des théories s'écartant de ce point de vue ont été proposées.

Citons celles de Murnagham et de Seth, qui adoptent tous deux un point de vue analogue à celui des équations d'Euler en Hydrodynamique (contrai-

---

(1) Séance du 24 avril 1944.

rement à la théorie classique, qui adopte le point de vue de Lagrange). Ils définissent par $dS^2 - ds^2 = \varepsilon_{rs}\, dX^r dX^s$ les composantes ε_{rs} de la déformation (x^r et X^r coordonnées initiales et finales d'une particule). Dans la théorie ordinaire on pose $dS^2 - ds^2 = \eta_{rs}\, dx^r dx^s$. Mais on retrouve la difficulté au moment d'introduire les conditions aux limites, puisque ces conditions s'appliquent à une surface dont la forme est inconnue. Aussi ces auteurs n'ont-ils traité que des exemples tels que l'on connaisse *a priori* la forme du déplacement (dilatation, déplacement radial).

Nous adoptons ici un point de vue mixte entre ceux de Lagrange et d'Euler. Les équations d'équilibre s'appliquent à la surface dans l'état déformé, mais celui-ci est repéré par rapport au système triple de surfaces obtenues en suivant les plans de coordonnées dans la déformation (coordonnées entraînées). Un point possède alors les mêmes coordonnées dans les deux états initial et final, mais c'est le repère qui varie. Les surfaces limites eonservent la même équation, ce qui évite la difficulté de la théorie de Murnagham. Le tenseur des efforts est alors défini par une densité tensorielle θ^{ij}, qui vérifie les équations générales d'équilibre données par M. Léon Brillouin [2]

$$(1) \qquad \frac{\partial \theta^{ri}}{\partial x^r} + \Gamma^i_{rs}\theta^{rs} = 0,$$

valables pour un système de coordonnées curvilignes quelconque.

Ici les symboles de Christoffel Γ^i_{rs} s'expriment en fonction des dérivées des η_{rs}. L'introduction de ces θ^{ij} n'est d'ailleurs pas nouvelle. Les frères Cosserat les ont utilisés comme auxiliaires de calcul (ils les désignent par P_i, U_i) pour passer des équations d'Euler à celles de Lagrange. Ils ont aussi montré que, dans l'hypothèse de l'énergie de déformation, les θ^{ij} sont reliés simplement aux composantes η_{rs} de la déformation :

$$(2) \qquad \theta^{ij} = 2\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \eta_{ij}}.$$

La forme (1) des équations d'équilibre, jointe aux relations (2), permet la généralisation de la méthode semi-inverse : hypothèses simplificatrices sur les η_{ij}, d'où simplification correspondante pour les θ^{ij} et dans les équations (1).

Dans le cas particulier où les coordonnées initiales sont repérées dans un système euclidien, les équations (1) peuvent être obtenues par combinaison linéaires simples des équations

$$\frac{\partial}{\partial x^r}\left[\theta^{rs}\left(\delta^i_s + \frac{\partial u_i}{\partial x^s}\right)\right] = 0,$$

que l'on obtient directement en utilisant les équations d'équilibre de Boussinesq

---

[2] *Les tenseurs en Mécanique et en Élasticité*, Paris, 1938.

et les relations données par les Cosserat entre les composantes de Boussinesq et les θ^{ij}.

Admettant par exemple, avec Brillouin, pour l'énergie de déformation, le développement

$$\mathcal{E} = \frac{\lambda}{8} I_1^2 + \frac{\mu}{4} I_2 + A I_1 I_2 + B I_1^3 + C I_3,$$

on trouve

$$\theta^{11} = \frac{\lambda}{2} I_1 + \mu \eta_{11} + 2 A I_2 + 4 A I_1 \eta_{11} + 6 B I_1^2 + 6 C(\eta_{11}^2 + \eta_{12}^2 + \eta_{13}^2),$$

$$\theta^{ij} = \mu \eta_{ij} + 4 A I_1 \eta_{ij} + 6 C(\eta_{ii} + \eta_{jj}) \eta_{ij}.$$

Les η ont ici leurs expressions complètes

$$\eta_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_r}{\partial x_i}\frac{\partial u_r}{\partial x_j}.$$

On en déduit le système d'équations vérifiées par les u_i. On retrouve en évidence, dans ces équations, les termes de l'élasticité linéaire

$$\mu \Delta u_i + (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\partial u_r}{\partial x^r}\right) + P_1^i + P_2^i + P_3^i + P_4^i = 0,$$

les P étant des polynomes linéaires et homogènes par rapport aux dérivées $\partial^2 u_j / \partial x^r \partial x^s$, homogènes (et de degré égal à l'indice inférieur) par rapport aux dérivées $\partial u_j / \partial x^r$. La forme de ces équations permet des développements analytiques qui feront l'objet d'un autre travail.

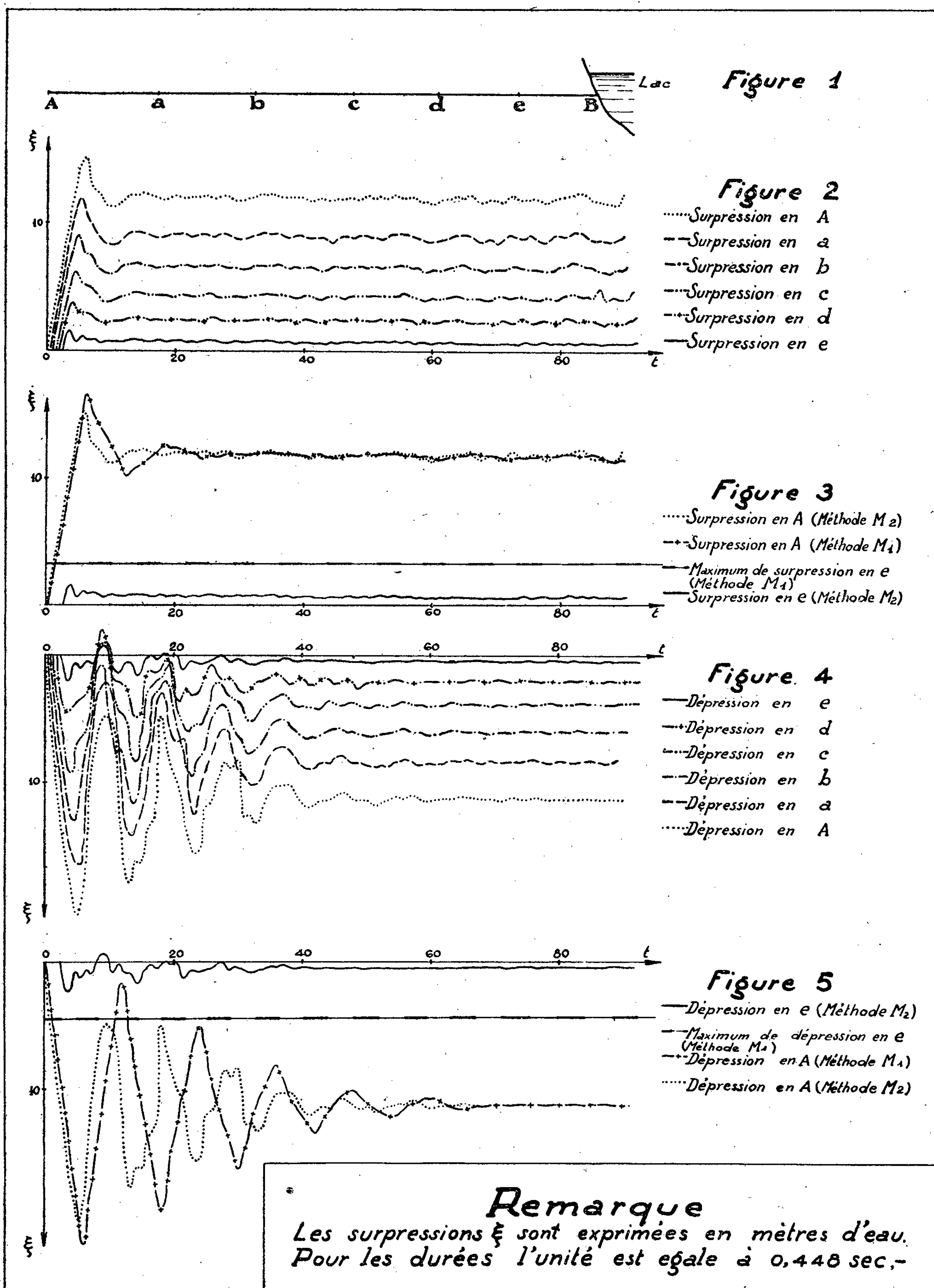
HYDRAULIQUE. — *Approximation du calcul de certaines surpressions.* Note (1) de M. **Léopold Escande**, transmise par M. Charles Camichel.

Pour évaluer le coup de bélier dans une conduite C_1 d'usine de haute chute, à caractéristiques multiples, la méthode M_1, le plus souvent employée, se borne à assimiler ce tuyau à une conduite C_2 à caractéristique unique, parcourue par l'onde à une vitesse constante, égale à la vitesse moyenne *a* de parcours de la conduite C_1. Le calcul se fait alors sans difficulté, par les méthodes analytiques d'Allievi ou de Sparre, ou par la méthode graphique de M. Bergeron, en ce qui concerne l'extrémité aval A; on admet ensuite une loi de répartition linéaire pour le maximum atteint par la surpression aux divers points de la conduite.

Une méthode graphique M_2, plus rigoureuse, consiste à appliquer la méthode graphique en supposant la conduite subdivisée en un certain nombre de tronçons, parcourus par l'onde en une même durée, la précision croissant avec le nombre de tronçons, comme d'ailleurs la complication relative du dessin. Celui-ci fournit, en fonction du temps, les valeurs de la surpression, non seu-

(1) Séance du 12 avril 1944.

lement à l'extrémité aval A, mais aux divers points de subdivision de la conduite.



L'étude d'une usine en cours de réalisation nous a montré que si l'approximation obtenue par l'emploi de la première méthode, vis-à-vis des résultats

fournis par la seconde, est généralement très suffisante en ce qui concerne l'extrémité aval A; il en est tout autrement dans la partie haute de la conduite, où les divergences peuvent atteindre des valeurs relatives considérables, dépassant 100 %.

L'installation étudiée correspond à un débit maximum de 1500 l/sec sous une chute de 350^{m}; la conduite, d'une longueur totale de 1515^{m}, parcourue par l'onde avec une vitesse moyenne de propagation $a = 1127$ m/sec et par l'eau, avec une vitesse moyenne effective $v = 3{,}02$ m/sec, est subdivisée, pour le calcul, en six tronçons (*fig.* 1). La figure 2 donne, en fonction du temps, les courbes des surpressions consécutives à la fermeture linéaire des turbines en 40,3 secondes, évaluées par la méthode M_2 aux points A, *a*, *b*, *c*, *d*, *e*. La figure 3 permet la comparaison entre les courbes ainsi obtenues aux points A et *e*, et celles que fournit en ces mêmes points, la méthode M_1. Les figures 4 et 5 fournissent les mêmes éléments pour les dépressions consécutives à l'ouverture linéaire des turbines en 40,3 secondes.

Sur ces figures, l'unité de temps est prise égale au sixième de la durée $\theta = 2{,}686$ sec, nécessaire à une onde pour effectuer un aller et retour d'un bout à l'autre de la conduite.

Les divergences considérables constatées en *e* peuvent avoir une importance particulière en pratique, lorsque la partie supérieure de la conduite (tronçon *e*B) est constituée par un canal bétonné en charge, comme tel est le cas dans l'installation étudiée.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Passage progressif du comportement visqueux au comportement plastique. Théorie cinétique du corps solide.* Note [1] de M. **Christian B. de Carbon**, présentée par M. Albert Caquot.

Nous avons déjà vu plusieurs fois [2] que le corps solide se comporte à peu près comme s'il était formé d'éléments à la fois élasticovisqueux et plastiques. Un tel schéma, quoique assez voisin de la réalité, commode, et suffisant pour expliquer un grand nombre de phénomènes, n'est cependant qu'un schéma simplifié, donc approché, du comportement réel. Il reste impuissant à expliquer par exemple l'apparition d'un point d'inflexion dans certaines courbes de fluage à partir d'une valeur déterminée de la charge.

La théorie cinétique du corps solide (en se bornant à la déformation par glissement simple) m'a conduit aux équations suivantes pour relier le cisaillement $\tau(t)$ à l'angle de distorsion $\alpha(t)$.

---

(1) Séance du 12 avril 1944.

(2) *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 241; **216**, 1943, p. 195; **217**, 1943, p. 668; **218**, 1944, pp. 143 et 344.

$\tau(t)$ est donné par l'intégrale

$$\tau(t)=\int_0^\infty\int_0^\infty \mathrm{T}(l,t).\mathrm{G}(a,l).da.dl,$$

dans laquelle $\mathrm{G}(a, l)$ est une *fonction de répartition* que nous appellerons *fonction mécanique caractéristique de la matière*, et $\mathrm{T}(x, t)$ la fonction du passé mécanique définie par l'équation aux dérivées partielles

$$\mathrm{T}''_{xt}(x,t)+\alpha'(t).\mathrm{T}''_{x^2}(x,t)+\mathrm{T}'_x(x,t)\,\frac{1}{e^{\frac{(l-x)^2}{a^2}}-1}=0$$

et satisfaisant à la condition aux limites

$$2\,\mathrm{T}'_x(0,t)=\alpha'(t)\int_0^l \frac{1}{x}\,\mathrm{T}'_x(x,t)\,\frac{1}{e^{\frac{(l-x)^2}{a^2}}-1}\,dx.$$

Ce système d'équations semble représenter d'une façon très satisfaisante le groupe des déformations par glissement simple ou distorsion.

Le comportement visqueux et le comportement plastique nous apparaissent alors comme deux formes limites, asymptotiques, du comportement réel, correspondant chacune à des conditions expérimentales bien déterminées : *comportement visqueux* pour les *petites déformations* effectuées à *vitesse lente* et à *température suffisamment élevée*; *comportement plastique* pour les *grandes déformations* effectuées à *grande vitesse* et à *température suffisamment basse*. (La température intervient par le paramètre a qui représente l'agitation moyenne d'une molécule.)

Il résulte des équations précédentes que le cisaillement $\tau(t)$ se trouve relié à l'angle de distorsion $\alpha(t)$ par une équation de la forme

$$\frac{d\tau}{dt}=\mathrm{G}\,\frac{d\alpha}{dt}-\tau.\mathrm{R}[\alpha(t)],$$

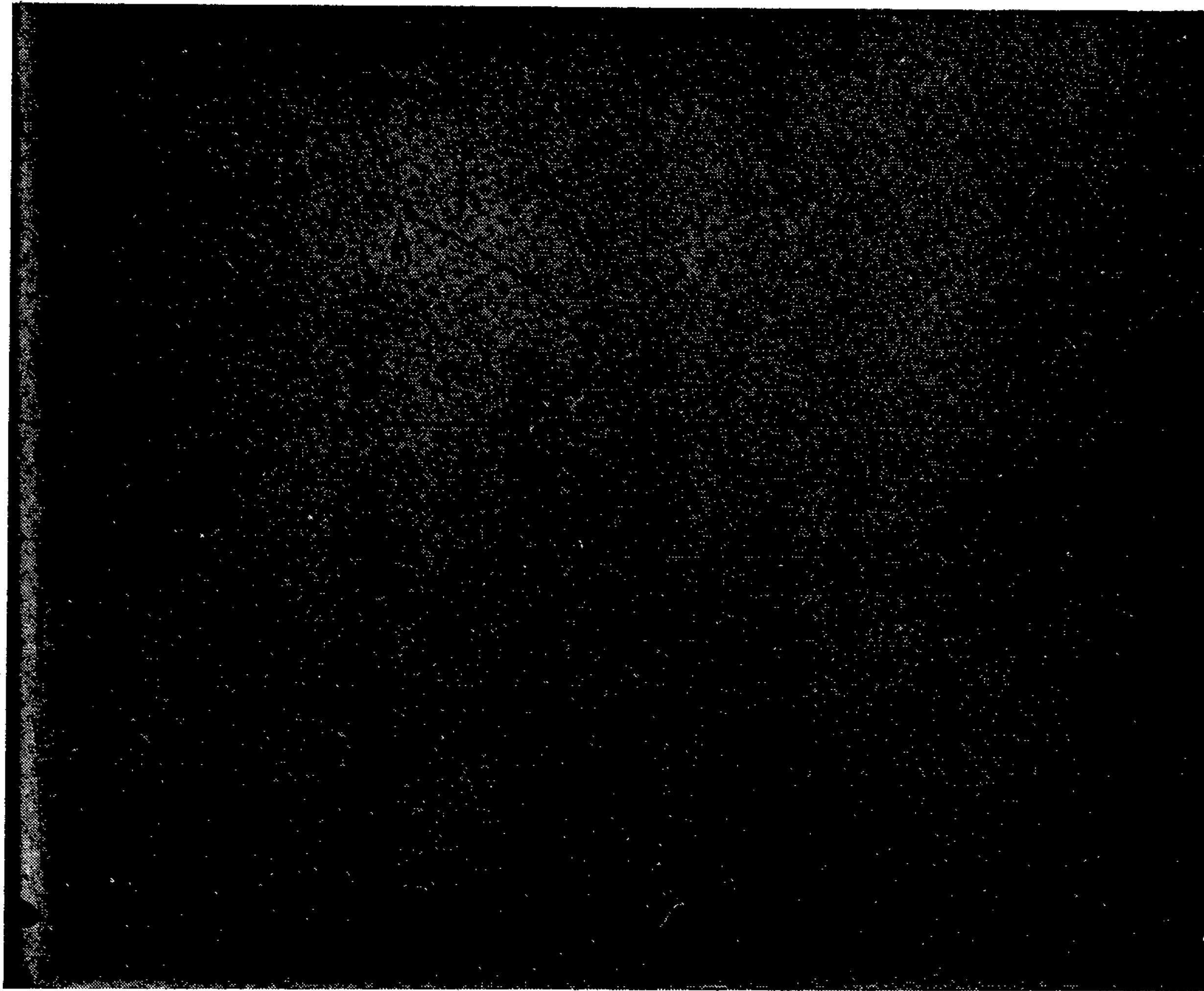
$\mathrm{R}[\alpha(t)]$ étant une fonctionnelle de $\alpha(t)$ (c'est-à-dire une fonction du passé mécanique de l'éprouvette), *ayant la propriété fondamentale d'être indépendante de la dérivée actuelle* $\alpha'(t)$.

Cette dernière formule nous permet d'établir que, si, en un point A d'une courbe de déformation, on fait passer *brusquement* la vitesse de déformation de la valeur v_1 à la valeur v_2, on doit obtenir un point anguleux, les pentes p_1 et p_2 de part et d'autre de ce point étant reliées à la pente initiale p_0 par la relation

$$\boxed{v_1(p_0-p_1)=v_2(p_0-p_2)} \tag{1}$$

qui nous montre en particulier que, *si v_2 augmente indéfiniment, p_2 doit tendre asymptotiquement vers p_0.*

M. Ch. Crussard a bien voulu se charger de vérifier l'existence de cette limite asymptotique, à l'aide d'une machine très précise de torsion sinusoïdale munie d'un changement de vitesses. L'éprouvette utilisée était une éprouvette de zinc. La première partie du cycle (arc OA) fut décrite avec une période d'environ



Échelle du diagramme. Les coordonnées du point A sont : torsion $\theta = 0{,}0094$ radian ; couple $C = 15 . 10^4$ dynes.

une heure ; la seconde partie avec une période d'environ trois ou quatre secondes. L'expérience fut faite à la température ordinaire. Le diagramme photographique reproduit par la figure ci-dessus confirme remarquablement les prévisions de la théorie. On peut y constater le quasi-parallélisme des tangentes OT et AT'. La formule (1) semble vérifiée avec toute la précision qu'il est possible d'admettre sur les expériences elles-mêmes.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Propriétés de l'opérateur d'interaction de deux corpuscules de spin 1/2 en Mécanique ondulatoire relativiste.* Note de M. **Serge Slansky**.

1. En collaboration avec M. Jean-Louis Destouches [1], nous avons indiqué la forme de l'opérateur d'interaction de deux corpuscules de spin 1/2 satisfaisant aux conditions d'invariance voulues

$$R = \left(1 + \vec{\alpha}^{(1)}\vec{\alpha}^{(2)}\right)\left(\alpha_4^{(1)} + \alpha_4^{(2)}\right)^2\left(\alpha_5^{(1)} + \alpha_5^{(2)}\right)^2 f(r),$$

[1] *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 472.

r désignant la distance des deux corpuscules. La fonction $f(r)$ peut être une fonction entière arbitraire, mais ceci n'exclut pas la possibilité de fonctions non entières, car on peut encore satisfaire aux conditions d'invariance en prenant pour $f(r)$ une fonction entière de $1/r$.

En explicitant la forme de la matrice (à 16 lignes et 16 colonnes) qui figure en avant de $f(r)$, nous obtenons seulement 16 éléments non nuls, qui sont dans les lignes et les colonnes d'indices 12, 21, 34, 43. Cette matrice est, à un facteur numérique près, égale à son carré.

2. Si l'on écrit l'hamiltonien du système de deux corpuscules sous la forme

$$H = H^{(0)} + R,$$

$H^{(0)}$ désignant l'hamiltonien du système sans interaction (somme des hamiltoniens des deux corpuscules), nous trouvons des solutions Ψ de l'équation d'onde qui sont le produit de deux ondes planes monochromatiques, et pour lesquelles on a $R\Psi = 0$, ou encore

$$\Psi_{12} - \Psi_{21} = \Psi_{34} - \Psi_{43}.$$

Considérons notamment le cas où les deux corpuscules ont même direction de propagation Oz. En posant

$$\Psi_{ik} = a_i e^{\frac{2\pi i}{h}[w_1 t - p_1 z_1]} b_k e^{\frac{2\pi i}{h}[w_2 t - p_2 z_2]} = \varphi_i \psi_k,$$

si l'on tient compte de ce que φ et ψ satisfont aux équations de Dirac respectives des deux corpuscules, la condition précédente équivaut à

$$\frac{a_3}{a_4} = \frac{b_3}{b_4}.$$

Donc, lorsque les deux corpuscules ont même direction de propagation, l'interaction est nulle s'ils ont même état de spin suivant cette direction.

Il en résulte que, quel que soit l'arbitraire que laisse le choix de la fonction $f(r)$, le type d'interaction envisagé ici diffère essentiellement des actions coulombiennes ordinaires. On pourrait en dire autant de toutes les autres formes d'interactions satisfaisant les conditions d'invariance que nous avions envisagées, en admettant que la solution trouvée ne soit pas la seule, car la présence du facteur $(\alpha_5^{(1)} + \alpha_5^{(2)})$ introduit obligatoirement la valeur propre zéro, donc l'interaction peut s'annuler pour toute distance.

3. Nous avons cherché à appliquer, au système de deux corpuscules en interaction, la méthode d'étude des perturbations par la variation des constantes, en prenant comme système non perturbé celui des deux corpuscules supposés indépendants. En prenant pour état initial celui défini par l'onde

$$\Psi_{ik}^{(n)} = a_{ik}^{(n)} e^{\frac{2\pi i}{h}[E_n t - \vec{p}_1^{(n)}\vec{r}_1 - \vec{p}_2^{(n)}\vec{r}_2]}$$

et pour état final celui défini par

$$\Psi_{ik}^{(m)} = a_{ik}^{(m)}\, e^{\frac{2\pi i}{h}\left[E_m t - \vec{p}_1^{(m)}\vec{r}_1 - \vec{p}_2^{(m)}\vec{r}_2\right]},$$

l'élément de matrice [que M. Louis de Broglie (²) désigne par $H_{mn}^{(1)}$] que l'on a à considérer dans le calcul des probabilités de transition de l'état (n) à l'état (m) n'est sensiblement différent de zéro que si la somme $\vec{p}_1 + \vec{p}_2$ des quantités de mouvement des deux corpuscules est la même dans l'état final que dans l'état initial, et sa valeur est, dans ce dernier cas,

$$H_{mn}^{(1)} = K r_0^3 (a_{12}^{(m)\star} - a_{21}^{(m)\star} - a_{34}^{(m)\star} + a_{43}^{(m)\star})(a_{12}^{(n)} - a_{21}^{(n)} - a_{34}^{(n)} + a_{43}^{(n)}),$$

K étant un coefficient dépendant de la forme de $f(r)$, que nous avons supposée ici proportionnelle, soit à $e^{-(r/r_0)}$, soit à $e^{-(r/r_0)^2}$. Nous avons donc, à un facteur constant près, le produit de deux facteurs indépendants l'un de l'autre, définis l'un à partir de l'état initial seul, l'autre à partir de l'état final seul.

On peut remarquer qu'en particulier, la probabilité de transition devient nulle si les deux corpuscules sont dans le même état quantique, soit dans l'état initial du système, soit dans son état final.

4. La forme trouvée pour l'opérateur d'interaction peut être rapprochée de certaines propriétés du centre algébrique du système, dont les coordonnées devraient être ici

$$C_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}[\alpha_5^{(2)} x_\mu^{(1)} + \alpha_5^{(1)} x_\mu^{(1)}] \qquad (\mu = 1, 2, 3).$$

Si l'on considère (³) le centre comme la projection du point figuratif du système dans un espace de configuration hypercomplexe sur une multiplicité linéaire $\mathfrak{M}$, l'interaction ne dépend que de la projection sur la multiplicité $\mathfrak{N}$ complémentaire.

ASTROPHYSIQUE. — *Nouvelle comparaison entre le spectre du centre du disque solaire et celui de points voisins du limbe.* Note (¹) de MM. **Jacques Berger** et **Daniel Chalonge**, présentée par M. Charles Fabry.

1° *Méthode.* — Les comparaisons sont faites par photométrie photographique. Un spectrographe à optique de quartz fournit de chaque point du Soleil un spectre ayant 18^{cm} de longueur entre 3100 et 6000 Å (dispersion : environ 10 Å/mm aux environs de 3700 Å). Le spectrographe est placé derrière un petit télescope Cassegrain à miroirs aluminiés qui donne, dans le plan de la fente, une image du Soleil de 5^{cm} de diamètre. Grâce à l'emploi de diaphragmes,

---

(²) *Une nouvelle théorie de la lumière*, II, p. 56.
(³) *Cahiers de Physique*, n° 21, mai 1944, p. 6.

(¹) Séance du 24 avril 1944.

de filtres et de plaques lentes, le temps de pose est allongé jusqu'à 30 secondes. Sur chaque plaque sont pris les spectres de divers points du disque solaire échelonnés depuis le centre jusqu'à une distance de ce point égale à 0,95 R (R désignant le rayon du disque), la fente du spectrographe étant toujours placée perpendiculairement au rayon qui la rencontre; on y imprime en outre, au moyen d'un spectrographe auxiliaire, et avec le même temps de pose, des spectres de gradation permettant la détermination des courbes de noircissement. Les observations ont été faites à l'Observatoire de Haute Provence en août 1943.

2° *Résultats.* — Dans la présente Note, qui n'a qu'un caractère préliminaire, nous nous occuperons seulement de la comparaison entre le rayonnement du centre et celui de points voisins du limbe, situés à une distance du centre égale à 0,95 R.

Nous avons comparé ces rayonnements pour environ 430 radiations monochromatiques comprises entre 3100 et 6000 Å (avec exception pour le domaine spectral 4600-5100 Å, trou de sensibilité des plaques employées) correspondant aux intervalles dans lesquels le fond continu photosphérique apparaît plus ou moins entre les raies. Pour chacune de ces radiations nous avons déterminé le rapport $\log I_0/I$, où I_0 et I désignent respectivement l'intensité au centre et au bord du disque.

Les résultats obtenus sont en accord satisfaisant avec ceux d'Abbot (²) et de Schwarzschild et Villiger (³). La courbe $\log I_0/I = f(\lambda)$ commence par s'élever régulièrement lorsque, partant de 6000 Å, on se déplace vers les courtes longueurs d'onde. Toutefois elle se creuse de profonds et larges minima au passage par les diverses raies de Balmer, et les douze premières de ces raies apparaissent ainsi d'une façon très nette, les deux suivantes d'une façon plus douteuse par suite de la trop faible dispersion de notre spectrographe (⁴). Un minimum marque également la place de la raie K (ceux de H et H_ε empiètent l'un sur l'autre).

Cette apparence résulte d'un phénomène bien connu : les raies de Balmer et les raies H et K, étroites au bord du disque, sont pourvues d'ailes très larges au centre. La comparaison entre les rayonnements du centre et du bord, telle que nous la faisons, semble constituer une excellente méthode pour mettre en évidence cet effet. Toutefois cette méthode fait apparaître, en même temps, des changements analogues, quoique beaucoup plus faibles, en général, et se

---

(²) *Ann. of the Astroph. Obs. of the Smith. Inst.*, 4, 1922, p. 220.

(³) *Astroph. J.*, 23, 1906, p. 284.

(⁴) Nous montrons ainsi nettement la présence dans le spectre solaire de nombreuses raies de Balmer, alors que l'examen visuel ne révèle avec certitude que les quatre premières. Unsöld, utilisant des spectres environ 40 fois plus dispersés que les nôtres, avait déjà signalé l'existence de ces 14 raies (*Z. f. Phys.*, 59, 1930, p. 353).

rapportant aux diverses autres raies ([5]), et les dentelures de la courbe, qui traduisent ces changements, nous empêchent d'assigner aux ailes des raies de Balmer une limite précise : les demi-largeurs à la base des raies H_γ et H_δ semblent cependant être de l'ordre de 20 Å, valeur beaucoup plus forte que celles données par Unsöld ([6]). Les dernières raies de Balmer empiètent les unes sur les autres et rendent très difficile la mesure de leur élargissement.

Le spectre continu lié à la série de Balmer se manifeste, au delà de la dernière raie décelable, par une dépression de la courbe $\log I_0/I = f(\lambda)$ qui est de l'ordre de 0,05 vers 3700 Å ([7]). La courbe remonte ensuite rapidement du côté des petites longueurs d'onde et il semble que, au-dessous de 3400 Å, elle soit revenue dans le prolongement de sa direction initiale.

En résumé, la courbe $\log I_0/I = f(\lambda)$ est, en première approximation (abstraction faite des minima dus aux raies de Balmer et aux raies H et K, et des petites sinuosités de moindre importance dues aux autres raies), une courbe régulière passant sensiblement par les points déterminés par Abbot et par Schwarzschild et Villiger, mais présentant, entre 3750 et 3400 Å, une large dépression ayant une profondeur maxima de 0,05 environ vers 3700 Å.

CHALEUR. — *Recherche d'une expression rationnelle du coefficient de convection naturelle pour les cylindres horizontaux.* Note ([1]) de M. **André Missenard**, présentée par M. Charles Fabry.

Dans une précédente Communication, nous avons montré comment on pouvait déduire de l'expression du coefficient moyen de convection naturelle α_m pour le plan vertical

$$\alpha_m = \frac{4}{3}\lambda f\left(\frac{\nu}{a}\right)\sqrt[4]{\frac{g\beta\theta_1}{4\nu^2 H}},$$

établi par Pohlhausen, Schmidt et Beckmann par résolution des équations de

---

([5]) On sait que, si certaines raies fortes comme les raies de Balmer perdent leurs ailes lorsque l'on passe du centre au bord, de nombreuses raies faibles s'élargissent au contraire vers le bord.

([6]) L'atlas photométrique du spectre solaire de Minnaert, Mulders et Houtgast permet d'ailleurs de reprendre les déterminations de Unsöld : les ailes des raies H_γ et H_δ semblent bien s'étendre à une vingtaine d'angströms de part et d'autre du centre de chaque raie. Pour fixer ces limites avec certitude, il y aurait lieu de reprendre la comparaison photométrique centre-bord que nous décrivons ici, mais avec une dispersion comparable à celle utilisée par Unsöld ou par Minnaert, Mulders et Houtgast.

([7]) Les données d'Abbot ([2]) donnent une indication de l'existence de cette dépression : le comportement du point 3737 Å, qui paraissait jusqu'ici anormal, résulte simplement de ce fléchissement de la courbe.

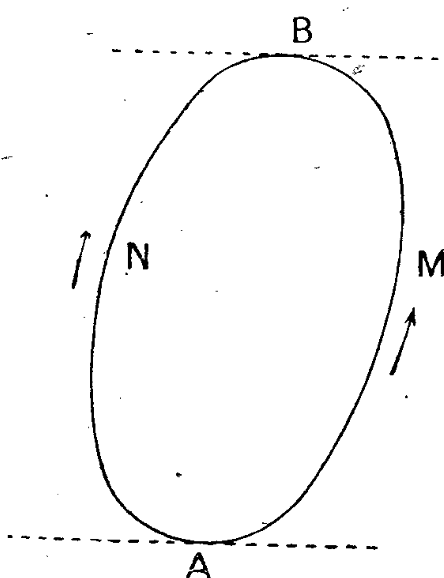
([1]) Séance du 24 avril 1944.

la convection naturelle pour le plan vertical, l'expression du coefficient de convection naturelle pour les cylindres verticaux.

Avec les mêmes coordonnées et les mêmes notations que celles utilisées dans la précédente Communication, les équations s'écrivent, pour le cylindre à axe horizontal,

$$\rho W \frac{\partial W}{\partial s} ds = \rho g \beta \theta r \cos\varphi \, d\varphi + \mu \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial W}{\partial r}\right) d\varphi,$$

$$\rho c \frac{\partial \theta}{\partial l} ds = \lambda \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial \theta}{\partial r}\right) d\varphi.$$



En intégrant le long d'une ligne de courant, que nous admettrons parallèle à AMB, en appelant R le rayon de courbure du contour, *n* la distance de la ligne de courant considérée à ce contour, et en conservant les mêmes symboles pour désigner les moyennes caractéristiques physiques par rapport à φ

$$\rho \frac{W^2}{2} = \rho g \beta \theta \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} R \cos\varphi \, d\varphi + \pi \mu R_m \frac{d^2 W}{dn^2} + \pi \mu \frac{dW}{dn},$$

$$\rho c W \theta = \lambda \pi R_m \frac{d^2 \theta}{dn^2} + \lambda \pi \frac{d\theta}{dn},$$

en posant $\pi R_m = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} R \, d\varphi$, R_m est le rayon de courbure moyen de la section le long de AMB.

En plus de l'introduction de la conductibilité et de la viscosité fictives définies dans la Communication précédente, on est ainsi conduit à introduire une hauteur fictive $H' = \pi R_m$ avec une accélération fictive, $g' = \frac{g}{\pi R_m} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} R \cos\varphi \, d\varphi$.

Le calcul des intégrales $\int R \, d\varphi$ et $\int R \cos\varphi \, d\varphi$ peut se faire graphiquement. Mais le calcul du coefficient de convection moyen exige l'introduction de valeurs *moyennes* de la conductibilité et de la viscosité fictives définies comme précédemment.

Le calcul se simplifie évidemment lorsque le cylindre est à base circulaire de rayon R et conduit à l'expression suivante du coefficient de convection moyen pour l'air à la température ordinaire

$$\alpha_{m\,\text{cyl. hor.}} = 4\sqrt{\frac{\theta_1}{2\,\mathrm{RT}_0}}\sqrt[2]{\frac{p}{p_0}}\sqrt[2]{\frac{e}{\mathrm{R}\,\mathrm{Log}\left(1+\frac{e}{\mathrm{R}}\right)}}, \qquad \text{où } e = 0^{\mathrm{m}},01.$$

La concordance avec l'expérience est très satisfaisante. Lorsque R varie de $0^{\mathrm{mm}},2$ à 100^{mm}, les variations de α_m mesurées par Bylevelt et Peclet ne s'écartent pas plus de 5 % de l'expression précédente.

Gröber a indiqué que, lorsque le rayon tend vers 0, α_m devient infini comme $1/\mathrm{R}$. L'expression précédente montrerait que α_m croîtrait comme $1/\mathrm{R}^{3/4}$. Si l'on observe que lorsque le diamètre tend vers 0, la transmission de chaleur se fait essentiellement par conductibilité cylindrique au voisinage du fil; on s'explique le résultat obtenu par Gröber.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur la préparation électrolytique et les propriétés des arséniures de fer.* Note de MM. **Jean-Lucien Andrieux** et **Albert Canaud**, présentée par M. Paul Lebeau.

La méthode de préparation électrolytique des composés binaires indiquée par l'un de nous ([1]) permet d'obtenir un certain nombre d'arséniures métalliques : il suffit en effet d'électrolyser des bains fondus constitués essentiellement, soit par les arséniates correspondants, soit par des arséniates alcalins auxquels on ajoute un oxyde ou un sel halogéné du métal dont on se propose d'obtenir l'arséniure. Comme les arséniates sont instables à haute température, il est avantageux d'abaisser leurs points de fusion par addition d'un sel halogéné alcalin.

En raison de la grande volatilité de l'arsenic, notre méthode est particulièrement intéressante dans le cas de la préparation des arséniures des métaux à points de fusion élevés. Ces composés sont en effet difficiles à obtenir par union directe de l'arsenic et du métal, surtout s'ils sont riches en arsenic. C'est ainsi que E. Vigouroux (*Proc. verb. Soc. Sc. Phys. Nat. de Bordeaux*, 1908) d'une part, et Hilpert et Dieckmann ([2]) d'autre part ont dû chauffer pendant 8 heures et à 700°, dans un courant d'hydrogène ou dans un tube scellé, un mélange d'arsenic et de fer pulvérulent, pour obtenir, sous forme de poudres cristallines, les deux arséniures de fer de formules AsFe et $\mathrm{As^2Fe}$, titrant respectivement 57,3 et 72,85 % d'arsenic.

([1]) J.-L. Andrieux, *Thèse*, Paris, 1929; *Comptes rendus du 18e Congrès de Chimie industrielle*, Nancy, 1938.

([2]) *Ber. d. chem. Ges.*, 44, 1911, p. 2378.

Nous avons préparé facilement ces deux composés, à l'état de cristaux, en électrolysant dans un creuset de charbon servant de cathode, avec une baguette de graphite servant d'anode, des bains fondus de méta-arséniates ou de pyro-arséniates alcalins contenant un oxyde ou un chlorure de fer et du chlorure de sodium.

Après l'expérience, le contenu du creuset, refroidi et traité par l'acide chlorhydrique dilué, laisse, pour une électrolyse de 2 heures, un résidu de 5 à 10g de cristaux. Ceux-ci ont été analysés, après attaque par le peroxyde de sodium, en dosant l'arsenic iodométriquement et le fer pondéralement. Le tableau suivant résume les conditions et les résultats de nos expériences :

	Composition moléculaire du bain.	Température.	Tension.	Intensité.	Composition du produit obtenu.		
		°	V	A	As %.	Fe %.	Formule.
1.	$AsO^3K + 2NaCl + \frac{1}{15} FeCl^3$...	500	5–6	10	74,5	24,7	$As^{2,24}Fe$
2.	» + 2 » + $\frac{1}{15}$ » ...	600	3–5	25	72,0	27,6	As^2Fe
3.	» + $\frac{1}{3}$ » + $\frac{1}{10} FeCl^2$...	550	14	20	71,8	27,9	»
4.	$\frac{1}{2} As^2O^7Na^4 + \frac{2}{3}$ » + $\frac{1}{6} FeCl^3$...	700	8	20	71,7	27,4	»
5.	» + 1 » + $\frac{1}{8} Fe^2O^3$...	700	6	20	68,4	31,05	$As^{1,64}Fe$
6.	» + 2 » + $\frac{1}{6}$ » ...	700	5	25	66,0	33,4	$As^{1,47}Fe$
7.	» + 1 » + $\frac{1}{4}$ » ...	650	8	20	63,9	35,9	$As^{1,34}Fe$
8.	» + 2 » + $\frac{1}{2}$ » ...	700	7	25	62,1	36,9	$As^{1,25}Fe$
9.	» + 2 » + $\frac{1}{4}$ » ...	700	5	22	60,2	39,4	$As^{1,13}Fe$
10.	» + 2 » + $\frac{3}{4}$ » ...	700	6	20	57,3	42,5	$AsFe$
11.	» + 2 » + 1 » ...	800	6	20	58,6	41,9	»

Ainsi, en faisant varier, d'une manière continue, de 1/15 à 2 at-g la proportion de fer pour 1 at-g d'arsenic contenu dans le bain, on obtient des produits dont la teneur en arsenic diminue d'une façon discontinue. La courbe représentative des teneurs en arsenic de ces produits en fonction des teneurs en fer des bains, présenterait deux paliers correspondant aux deux composés définis de formules $AsFe$ et As^2Fe; elle n'en présenterait pas un troisième correspondant à un composé de formule As^3Fe^2 dont l'existence était douteuse.

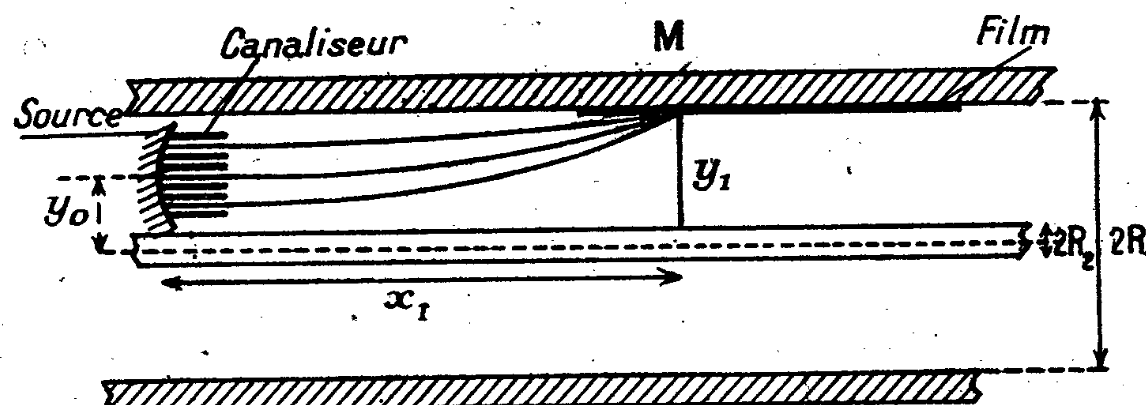
Tous les produits isolés dans les essais précédents sont des cristaux blanc d'argent, non magnétiques, homogènes au microscope. Leurs propriétés chimiques sont très voisines : ils sont inattaquables par l'acide chlorhydrique, même concentré et bouillant; les acides nitrique et sulfurique concentrés, ainsi que l'eau régale, ne les attaquent qu'à chaud. A l'état fondu, la soude et le carbonate de sodium les décomposent lentement. Le nitrate et le peroxyde de sodium fondus les transforment rapidement en arséniate de sodium et sesquioxyde de fer.

En somme nous avons pu, par notre méthode, préparer et caractériser les deux arséniures de fer $AsFe$ et As^2Fe, et montrer qu'ils forment entre eux des cristaux mixtes dont la composition dépend de celle des bains employés et des conditions de l'expérience.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur un spectrographe électrostatique permettant d'évaluer la charge des fragments nucléaires de l'uranium.* Note [1] de MM. **Claude Magnan, Paul Chanson** et **André Ertaud**, présentée par M. Maurice de Broglie.

La fission ou cassure du noyau d'uranium sous l'action des neutrons donne naissance aux fragments nucléaires Kr-Ba, Xe-Sr, Sb-Cb, de masses 88, 139, 121 [2] et doués des énergies cinétiques 100 MeV, 60 MeV, 90 MeV [3]. On doit à W. E. Lamb Jr. [4] d'avoir calculé la charge portée par les fragments nucléaires de l'uraninm et de l'avoir trouvée égale à 17 et à 13 pour Kr et Xe.

Le but que nous poursuivons est de mesurer expérimentalement la charge initiale des fragments nucléaires de l'uranium. Il est utile, par suite de la rareté des particules de fission pour une surface donnée, de focaliser les particules. C'est pourquoi nous nous sommes arrêtés au système formé par un condensateur cylindrique, porté à une haute tension et utilisé de telle façon que les fragments, dont les vitesses initiales sont parallèles à l'axe, convergent sur une surface cylindrique coaxiale, suivant des cercles dont les plans sont normaux à l'axe de symétrie.



Le champ électrique radial régnant entre les deux surfaces cylindriques est

$$h = \frac{V}{y \operatorname{Log} \frac{R_1}{R_2}}.$$

Les équations du mouvement des particules sont

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = e\frac{V}{y\,L\,\frac{R_1}{R_2}}, \qquad x = vt \qquad \text{ou} \qquad y'' = \frac{K}{y} \qquad \text{avec } K = \frac{eV}{m\,L\,\frac{R_1}{R_2}}.$$

---

(1) Séance du 13 mars 1944.

(2) O. Hahn et F. Strassmann, *Naturwiss.*, **27**, 1939, p. 11; F. A. Heyn, A. H. W. Aten Jr. et J. Baker, **143**, 1939, p. 516; O. Hahn et F. Strassmann, *Naturwiss.*, **27**, 1939, p. 529; P. Abelson, *Phys. Rev.*, **56**, 1939, p. 1.

(3) O. Frisch, *Nature*, **143**, 1939, p. 276; Booth, Dunning et Slack, *Phys. Rev.*, **55**, 1939, p. 981; Kanner et Barshal, *Phys. Rev.*, **57**, 1940, p. 372; C. Magnan, *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 110; W. Jentschke et F. Prankl, *Z. Physik*, **119**, 1942, p. 839.

(4) *Phys. Rev.*, **58**, 1940, p. 696.

L'équation en x, y de la trajectoire est, dans un plan passant par l'axe,

$$x\sqrt{\frac{eV}{4WL\frac{R_1}{R_2}}}=y_0\int_0^{u_1}e^{u^2}\,du, \tag{A}$$

où e est la charge, V la tension appliquée, W l'énergie cinétique et $u=\sqrt{L(y/y_0)}$. En développant en série sous le signe $\int$ et en intégrant, nous avons finalement

$$x\sqrt{\frac{eV}{4WL\frac{R_1}{R_2}}}=y_0\left[u_1+\frac{u_1^3}{3}+\frac{u_1^5}{10}+\frac{u_1^7}{42}+\ldots\right].$$

Cette équation nous a permis, les paramètres e, V, R_2, R_1, W étant fixés, de construire les trajectoires issues de divers y_0 et d'établir leur convergence sur un cercle M. Elle permet aussi, pour diverses valeurs de W et pour des y_0 constants, de constater que les divers cercles de focalisation se trouvent sur une même surface cylindrique coaxiale à l'appareil. On peut en particulier choisir les valeurs des paramètres V, R_2, R_1, pour un tube, afin qu'il produise la convergence de trajectoires d'énergie W au point choisi x_1, y_1.

Nous nous sommes arrêtés aux valeurs suivantes : longueur du tube 1^m, diamètre de l'électrode externe 60^{mm}, diamètre de l'électrode interne 10^{mm}. Nous choisissons la convergence au point $y_1=2^{cm},7$, $x_1=100^{cm}$ pour des particules d'énergie cinétique 100 MeV et de charge 18. On trouve alors qu'il est nécessaire d'appliquer une tension de 9200 volts.

Nous avons cherché à calculer les dimensions que devrait avoir la surface émettant les fragments nucléaires pour que la raie sur la surface cylindrique correspondant à l'énergie W ait une largeur de 1^{mm} à 1^m de l'origine.

Il y aura convergence au point x_1, y_1 si le deuxième membre de l'équation générale (A), où $(y_1/y_0)=e^{u^2}$, est stationnaire quand y_0 varie ou quand u varie. Soit

$$K=\frac{y_1}{e^{u^2}}\int_0^u e^{u^2}\,du \qquad \text{on doit avoir} \qquad \frac{dK}{du}=0;$$

on trouve facilement que la condition de convergence est réalisée si

$$\frac{y_1}{y_0}=2\sqrt{L\frac{y_1}{y_0}}\left[u_1+\frac{u_1^3}{3}+\frac{u_1^5}{10}+\ldots\right] \qquad \text{avec} \qquad u=\sqrt{L\frac{y_1}{y_0}}.$$

A un y_1 correspond un y_0 bien déterminé. On trouve ainsi que la dérivée est nulle si $(y_1/Y_0)=2,4$. L'équation générale (A) devient alors

$$x^2\frac{eV}{4W}=1,35\,Y_0^2\,L\frac{R_1}{R_2}.$$

On trouve que, pour $\Delta x=1^{mm}$, on a $\Delta y_0=5^{mm}$ au voisinage de Y_0.

On peut voir aussi qu'une surface d'uranium, concave avec un rayon convenable, permet de corriger les aberrations et de diminuer la largeur de la

raie. En résumé ce dispositif donnera lieu à une focalisation, suivant des cercles sur une surface cylindrique, de fragments partant parallèlement à l'axe. Les lois de cette focalisation, en dehors des caractéristiques géométriques de l'appareil, ne dépendent que de la tension appliquée, de la charge des fragments et de leur énergie cinétique ou du rapport W/e. Il se prêtera donc bien à l'étude des charges initiales des fragments d'uranium.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Relation entre l'énergie maximum des rayons β des radioéléments artificiels et la masse superficielle les absorbant de moitié.* Note (¹) de Mlle **Marguerite Perey**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Dans ce travail nous avons déterminé l'absorption de moitié du rayonnement β de radioéléments artificiels produit par irradiation au moyen de neutrons lents (réaction n, γ).

Les produits étaient disposés en couche épaisse dans des porteurs standards de 4×2 cm contenant 4^{g} de matière, soit une masse superficielle de 0,5 g-cm^{-2}. Les porteurs sont fermés par une mince feuille de cellophane de 4 mg-cm^{2}.

Les produits à étudier sont placés dans un bloc cubique de paraffine au centre duquel on dispose la source de neutrons (radium-glucinium ou radon-glucinium).

Les radioéléments formés sont mesurés au moyen d'un compteur de Geiger-Müller à paroi mince, dont la partie efficace est constituée par un cylindre d'aluminium de $0^{mm},1$ d'épaisseur; $1^{cm},7$ de diamètre et de 4^{cm} de longueur. Le produit à mesurer se trouve à $2^{mm},5$ du compteur. L'ensemble est entouré d'un système de protection de plusieurs centimètres de plomb.

Après irradiation du produit par les neutrons, on détermine, à l'aide du compteur, la masse superficielle de cuivre nécessaire pour absorber de moitié le rayonnement β émis, compte tenu du rayonnement γ. Cette valeur sera exprimée par $A_{1/2}$ (g-cm^{-2}) avec une erreur absolue, dont une limite supérieure est $\pm$ 0,003 g-cm^{-2}.

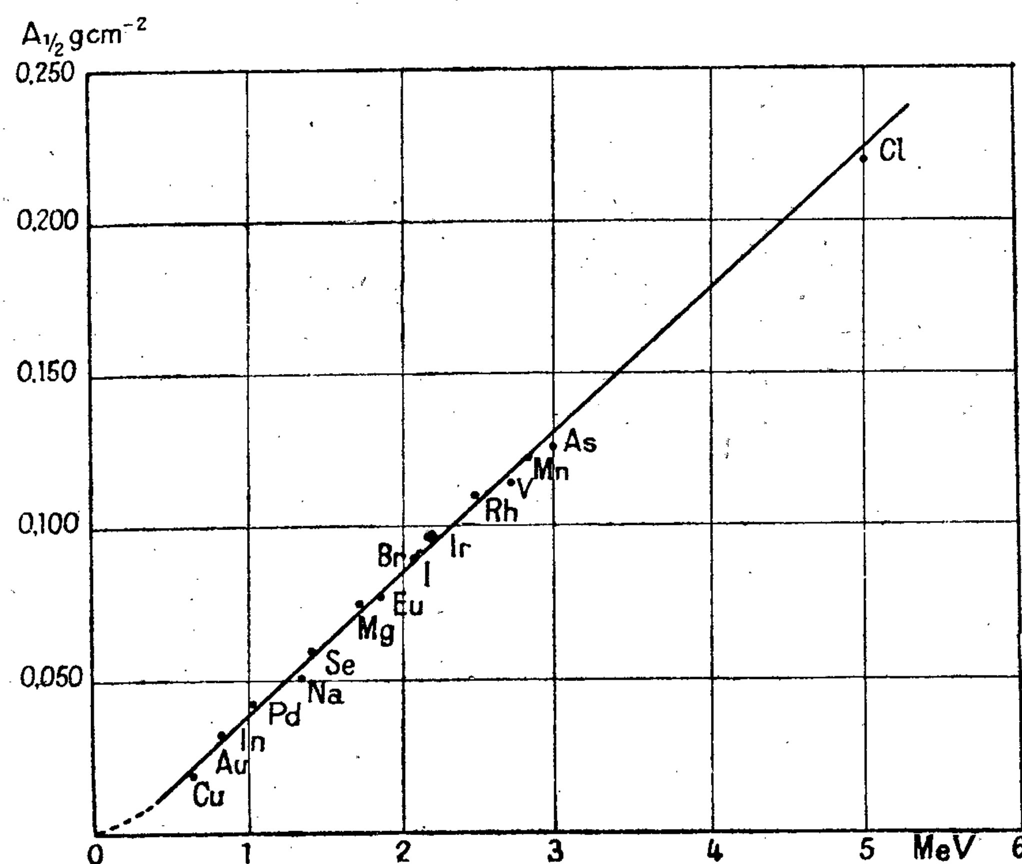
D'autre part, nous avons pour l'énergie des différents rayonnements des valeurs données par divers auteurs. Nous n'avons tenu compte que des valeurs les plus récentes de l'énergie maximum donnée par inspection. L'énergie maximum des rayonnements étudiés varie, dans de larges limites, de 0,6 MeV à 5 MeV.

Les corps étudiés sont les suivants :

	Période.		Période.		Période.		Période.
$^{24}_{11}$Na.....	14,8 h	$^{76}_{33}$As....	26,7 h	$^{122}_{51}$Sb....	2,6 j	$^{182}_{73}$Ta....	99 j
$^{27}_{12}$Mg.....	10,0 m	$^{81}_{34}$Se....	19 m	$^{128}_{53}$I.....	25 m	$^{187}_{74}$W....	24 h
$^{38}_{17}$Cl.....	37,5 m	$^{80}_{35}$Br....	18,5 m	$^{139}_{56}$Ba....	1,45 h	$^{191}_{76}$Os....	1,4 j
$^{52}_{23}$V.....	3,75 m	$^{104}_{45}$Rh...	4,4 m	$^{140}_{57}$La....	1,7 j	$^{194}_{77}$Ir....	19,5 h
$^{56}_{25}$Mn....	2,6 h	$^{109}_{46}$Pd...	13 h	$^{142}_{59}$Pr....	19 h	$^{198}_{79}$Au....	2,7 j
$^{64}_{29}$Cu....	12,8 h	$^{108}_{47}$Ag...	2,5 m	$^{151}_{62}$Sm...	1,9 j		
$^{66}_{29}$Cu....	5 m	$^{116}_{49}$In...	57 m	$^{152}_{63}$Eu...	9,4 h		

(¹) Séance du 17 avril 1944.

Si nous portons (*fig.* 1) en abscisses les valeurs des énergies et en ordonnée $A_{1/2}$, on voit que, dans les conditions de nos expériences, entre 0,6 MeV et 5 MeV,



il existe une relation linéaire entre l'énergie et la masse qui produit l'absorption de moitié :

$$E(\text{MeV}) = \frac{A_{1/2}(\text{g-cm}^{-2}) + 0,008}{0,047}.$$

D'après cette loi nous pourrons évaluer rapidement, en première approximation, l'énergie maximum d'un rayonnement β non encore étudié à la chambre Wilson. C'est ainsi que nous pouvons donner les énergies pour les corps suivants :

	Période.	$A_{1/2}$(g-cm^{-2}).	E(MeV).		Période.	$A_{1/2}$.	E(MeV).
$^{66}_{29}$Cu....	5 m	0,106	2,45	$^{142}_{59}$Pr....	19 h	0,100	2,25
$^{31}_{34}$Se....	19 m	0,060	1,45	$^{151}_{62}$Sm ...	1,9 j	0,024	0,7
$^{108}_{47}$Ag...	2,5 m	0,083	1,95	$^{182}_{79}$Sa	99 j	0,081	1,9
$^{122}_{57}$Sb...	2,6 j	0,067	1,6	$^{187}_{74}$W....	24 h	0,050	1,25
$^{139}_{56}$Ba...	1,45 h	0,106	2,4	$^{191}_{76}$Os....	1,4 j	0,058	1,4
$^{140}_{57}$La...	1,7 j	0,065	1,6				

D'autre part différents auteurs ([2]) ont donné la relation linéaire entre l'énergie et le parcours R; la plus récente valeur des coefficients, donnée par Sargent ([3]), est

$$E = \frac{R + 0,094}{0,526} \quad \text{pour } E > 0,6 \text{ MeV}.$$

Il est à remarquer qu'il existe une relation entre le parcours R et l'absorption de moitié $A_{1/2}$, $R = 11\ A_{1/2}$.

([2]) SARGENT, *Trans. Roy. Soc. Canada*, **22**, 1928, p. 179; FEATHER, *Phys. Rev.*, **35**, 1930, p. 1559.

([3]) *Canad. J. Research.*, **17**, 1939, pp. 103-105.

Pour utiliser cette méthode de détermination des énergies en fonction de $A_{1/2}$, avec d'autres conditions de mesure, il suffit de faire un étalonnage avec trois corps convenablement choisis, Au, I, Cl, par exemple. (Deux points suffiraient en principe, mais il est préférable de vérifier que la courbe d'étalonnage est bien une droite.)

COLLOÏDES. — *Poids équivalent et courbe de titration des gélatines.* Note (¹) de M. **Albert Rousselot**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Nous avons étudié deux gélatines A et B, de la Compagnie Centrale Rousselot, dont les points isoélectriques, déterminés par microélectrophorèse (²) sont respectivement de 4,7 et 7,7.

Les poids équivalents sont mesurés par combinaison avec de l'acide chlorhydrique ou de la potasse, en utilisant les méthodes conductimétriques (³) et potentiométriques (⁴) décrites par Hitchcock. Ceux-ci sont respectivement de 1190 et 900 pour les gélatines A et B combinées avec l'acide chlorhydrique. Du côté alcalin, on obtient 1240 et 2700. Il a été vérifié que, en accord avec la théorie, ces chiffres ne dépendent pas de la nature de l'acide et de la base employés.

Les courbes de titration, c'est-à-dire les représentations graphiques de la variation du pH d'une solution de gélatine à 2 % contenant des quantités variables d'acide chlorhydrique ou de potasse, sont représentées sur la figure ci-après. Le pH est mesuré à 35°C à l'électrode de verre, et immédiatement après l'addition des réactifs de façon à éviter la réaction secondaire (⁵).

L'analyse de ces courbes suivant la méthode d'Ettisch (⁵) permet de déterminer les coefficients de dissociation des différents groupes ionogènes de la molécule, et le nombre de ceux-ci.

Les résultats obtenus sont indiqués dans le tableau suivant, où l'on a noté le nombre et la nature des groupes contenus dans 1^g de gélatine, et leur pK calculé suivant la conception de l'ion mixte de Bjerrum.

Gélatine A.		Gélatine B.			
Nombre et nature des groupes.	pK.	Nombre et nature des groupes.	pK.	Nombre et nature des groupes.	pK.
$0,81.10^{-3}$ acide...	3,9	$0,13.10^{-3}$ acide...	6,5	$0,08.10^{-3}$ basique.	4,8
0,41 » basique.	5,4	0,41 » » ...	4,6	0,29 » » .	3,1
0,41 » » .	3,5	0,50 » » ...	3,1		

(¹) Séance du 10 janvier 1944.

(²) *Sci. et Ind. Photog.*, **12**, 1941, p. 193.

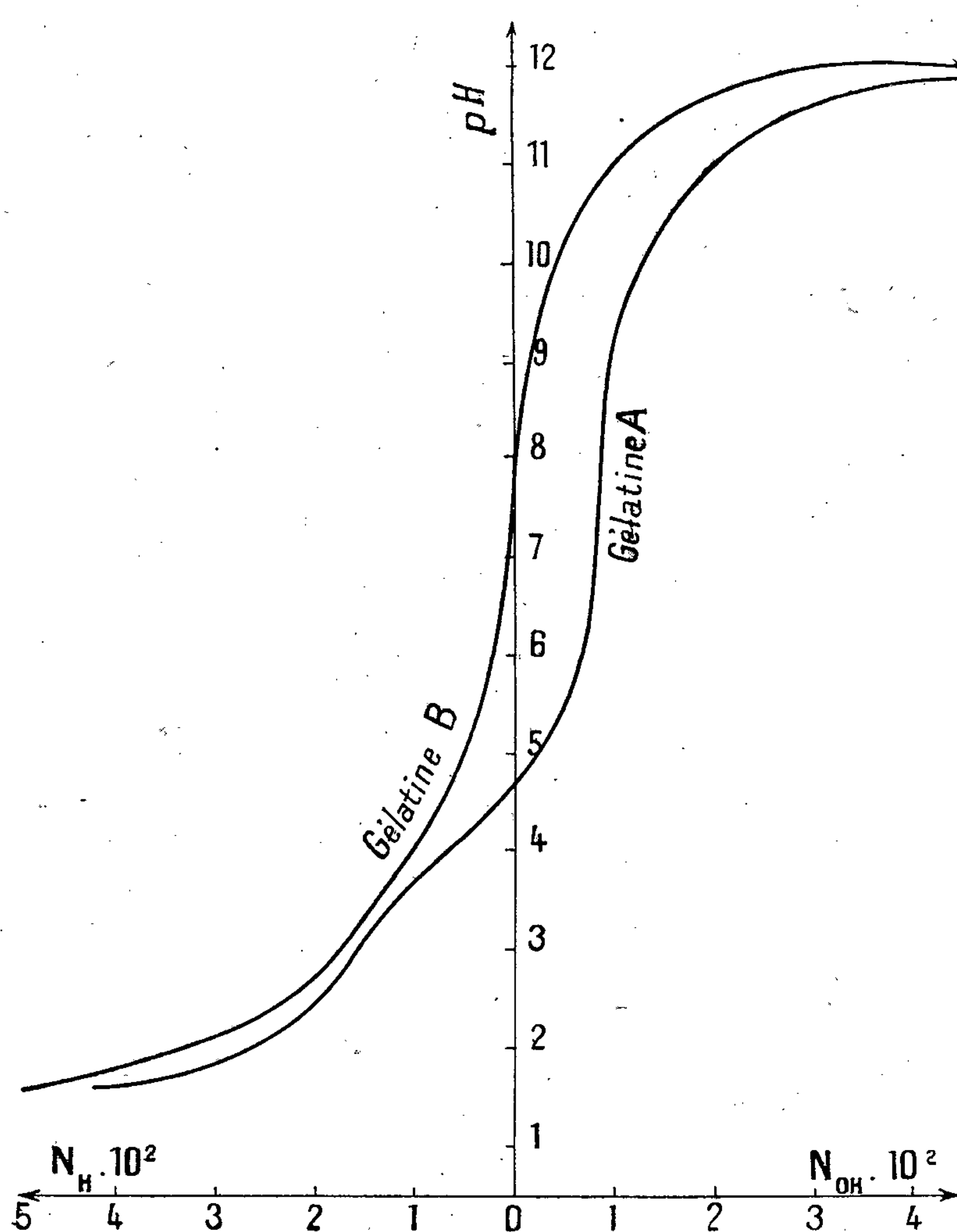
(³) *J. Gen. Physiol.*, **6**, 1924, p. 201.

(⁴) *J. Gen. Physiol.*, **6**, 1924, p. 95.

(⁵) Ettisch et Schulze, *Z. phys. Chem.*, **164**, 1933, p. 97.

Contrairement à ce qu'ont pu faire Ettisch et ses collaborateurs pour la sérumalbumine et la sérumglobuline, aucun des pK ainsi déterminés ne peut être identifié avec ceux des aminoacides constituant la molécule de gélatine.

Cette impossibilité est d'ailleurs confirmée par certaines déterminations que nous avons effectuées sur des mélanges d'aminoacides. Par exemple, un mélange équimoléculaire d'acide β-aminopropionique (pK_a 3,58) et d'acide α-pyrrolidine carboxylique (pK_a 1,9) possède un pK unique de 2,8, soit sensiblement la moyenne arithmétique des pK des composants. Cette valeur ne



correspond pas à celle du dipeptide, qui, pour être obtenu, nécessite d'ailleurs d'énergiques moyens de condensation. Comme d'autre part l'analyse de la courbe de titration de ce mélange, toujours effectuée selon la méthode d'Ettisch, montre bien qu'il existe deux groupements carboxyle, il faut en conclure que, dans le mélange de deux aminoacides, il y a interaction entre ces deux groupes, qui tend à équilibrer leur force, donc à leur donner des pK identiques.

Il n'en est pas de même dans le cas de la gélatine, car alors les groupes ionogènes sont fixés à l'extrémité de longues chaînes polypeptidiques de longueur variable, et leur éloignement empêche la dissimulation de leurs caractères.

En conclusion, l'analyse des courbes de titration de la gélatine selon la

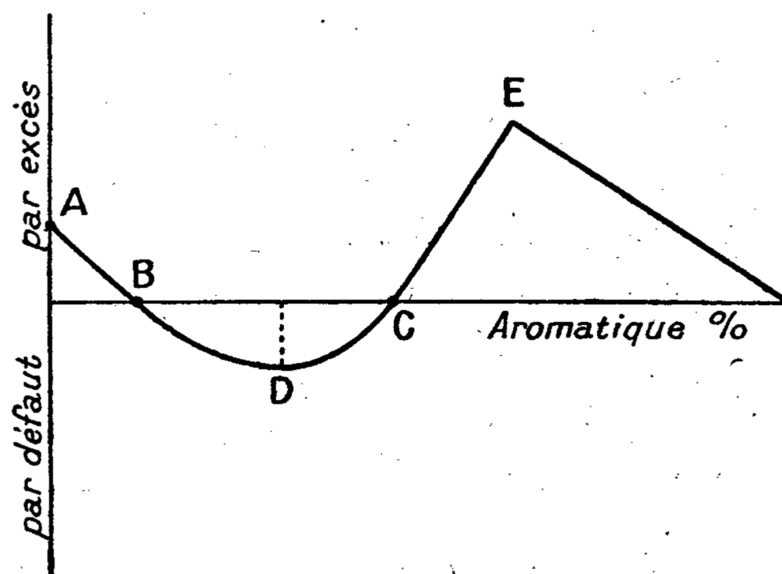
méthode d'Ettisch permet de mettre en évidence le caractère d'ampholyte multivalent de ce corps, et de déterminer le nombre et la constante de dissociation de chaque groupe ionogène. Par contre, aucune indication sur la constitution chimique de la molécule ne peut en être déduite.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Le nitrométhane utilisé comme liquide d'extraction des carbures aromatiques contenus dans les huiles minérales.* Note (¹) de M. **Nguyen Quang Trinh.**

Pour le dosage rapide des dérivés aromatiques dans les mélanges de carbures, divers solvants sélectifs ont été préconisés : le furfurol, l'acide lévulique, la phénylhydrazine, l'anhydride acétique pur ou contenant de l'acide sulfoacétique, le sulfate diméthylique ou diéthylique, l'aniline pure ou saturée d'eau (²).

Parmi ces corps, les uns sont dangereux ou difficiles à manier, les autres ne sont pas ou ne sont pas encore fabricables industriellement. Le nitrométhane, qui ne semble pas avoir été utilisé jusqu'ici à cette fin, présente l'avantage d'être inoffensif et relativement bon marché (³). En effet les améliorations apportées au procédé de Steinkopff et Kirchoff (⁴) ainsi qu'à celui de von Walden (⁵) pourraient le rendre un corps industriel.

Pour le nitrométhane comme pour les autres solvants sélectifs, il n'existe pas



évidemment de coefficient de partage rigoureusement nul ou infini, surtout que les carbures aromatiques sont très facilement miscibles aux carbures saturés, ils entraînent ceux-ci avec eux. La structure des carbures gras et aromatiques intervient dans cet entraînement. Des diagrammes ternaires de démixtion en coordonnées volumétriques et pondérales ont été tracés (²). Ils montrent, par

(¹) Séance du 24 avril 1944.
(²) Nguyen Quang Trinh, *Thèse*, Paris, 1943.
(³) Dupire, *Note au Comité scientifique des poudres et explosifs*, 1937.
(⁴) *Ber. d. chem. Ges.*, 42, 1909, p. 3438.
(⁵) *Ber. d. chem. Ges.*, 40, 1907, p. 3216.

exemple, que le nitrométhane est miscible en toutes proportions aux mélanges heptane-benzène à 73 % en volume de benzène et aux mélanges huile de vaseline-benzène à 96 % en volume de benzène, et que, si l'on opère l'extraction avec un volume de nitrométhane égal au volume de mélange hydrocarboné, les teneurs au delà desquelles la méthode donne toujours 100 % d'aromatiques correspondant dans le premier cas à 65 % et le second cas à 93,5 % de benzène. Si l'on détermine la perte de volume de la couche légère et qu'on compare avec le pourcentage réel d'aromatiques, on a des courbes de l'allure suivante, donnant l'erreur introduite en plus ou en moins. Le taux réel d'aromatiques est porté en abscisses et l'erreur en ordonnées. Les indices *p*, *h*, *v* correspondant au pentane, à l'heptane et à l'huile de vaseline, les différents points A, B, C, D, E ont pour coordonnées :

Aromatique...	A_p.	A_h.	A_v.	B_p.	B_h.	B_v.	C_p.	C_h.	C_v.	D_p.	D_h.	D_v.	E_p.	E_h.	E_v.
Benzène....	–	–	–	17	20	2	34	47,5	85	26	37	50	62	65	93,5
	8,7	9	1	–	–	–	–	–	–	– 2	– 4	– 5	38	35	6,5
Pseudocu-	–	–	–	16	13	–	86	88	–	69	70	–	87	89	–
mène....	8,7	9	–	–	–	–	–	–	–	–30	–31	–	13	11	–
[Cyclo-	–	–	–	–	8	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
hexane]..		9	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–

On peut donc tirer les conclusions suivantes :

le nitrométhane, en association avec l'heptane et le benzène, donne lieu à des erreurs ne dépassant pas 15 % pour des concentrations moyennes de benzène inférieures à 50 % ;

les aromatiques de grand poids moléculaire augmentent l'erreur par défaut jusqu'à 45 % ;

avec les paraffines lourdes, on commet au maximum des erreurs de 10 % et par défaut jusqu'aux très fortes concentrations en aromatiques ;

avec les cycloparaffiniques considérés comme aromatiques, on observe un accroissement presque rectiligne de l'erreur par défaut en fonction de la concentration réelle en cycloparaffiniques.

Ainsi, en excluant le cas des cycloparaffiniques et des aromatiques à poids moléculaire élevé, le nitrométhane se présente comme un solvant d'extraction très convenable. Il donne du reste lieu à des erreurs d'évaluation plus faibles qu'avec l'aniline (2) ou le sulfate de méthyle (6).

Pour voir si un plus grand nombre de radicaux NO^2 ne diminue pas la solubilité du nitrométhane dans les paraffines, nous avons préparé du tétranitrométhane par action de l'acide azotique sur de l'acide acétique et de l'anhydride acétique (7). Au bout de cinq jours nous avons obtenu du tétra-

(6) PASCAL et MARIE-LOUISE QUINET, *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 193.

(7) BERGER, *Bull. Soc. Chim.*, **9**, 1911, p. 28.

nitrométhane qui, distillé, admet comme constantes D_{16° 1,625, E 124-124,5. Il est miscible aux carbures aromatiques, au pentane, à l'heptane et à l'huile de vaseline.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Décomposition catalytique du chlorure d'acétyle et du chlorure de benzoyle en présence de glucine.* Note de M. **Jean Besson**, présentée par M. Paul Lebeau.

L'action réductrice et chlorurante du chlorure d'acétyle liquide sur les oxydes métalliques, signalée d'abord par Gal ([1]), puis par Lachovitz ([2]), a été étudiée récemment par Chrétien et Œchsel ([3]), qui ont préparé par ce moyen des chlorures métalliques supérieurs.

Ayant en vue la préparation de chlorure de glucinium anhydre, j'ai essayé, sans succès, d'appliquer cette méthode au cas de la glucine. J'ai alors étudié l'action des vapeurs de chlorure d'acétyle sur cet oxyde, entre 100° et 700°, à l'abri de l'air et de l'humidité. Cette étude m'a conduit à une décomposition catalytique du chlorure d'acétyle très particulière et jamais signalée jusqu'à présent. En voici les résultats :

1° On n'observe pas la formation de chlorure de glucinium;

2° A partir de 200° et jusqu'à 700° environ, le chlorure d'acétyle récupéré contient une petite quantité d'anhydride acétique, identifié par son point d'ébullition à 139°. Cette quantité atteint 10 % à 450°;

3° En même temps la glucine, après réaction, est intimement mêlée de carbone. Le poids de carbone déposé est sensiblement proportionnel à la quantité d'anhydride formée;

4° A cette décomposition catalytique, se superpose, à partir de 400°, la décomposition thermique ordinaire, qui est complète vers 700°. Cette décomposition thermique, étudiée par Joïst et Lœb ([4]) et par Mailhe ([5]), conduit seulement à CO, ClH et C^2H^4; et, en présence de nickel, à CO, ClH et H^2, mais jamais à de l'anhydride acétique. J'ai d'ailleurs vérifié qu'en l'absence de glucine cet anhydride ne se forme pas. Il s'agit donc bien de deux phénomènes différents.

Après avoir terminé les recherches exposées ci-dessus, j'ai eu connaissance d'un travail de Mailhe et de Godon ([6]) concernant une décomposition catalytique du chlorure de benzoyle très analogue à celle que j'ai étudiée pour le chlorure d'acétyle : par passage sur des chlorures métalliques, ces auteurs

([1]) *Comptes rendus*, **56**, 1863, p. 360.

([2]) *Ber. d. chem. Ges.*, **17**, 1884, p. 1283.

([3]) Chrétien et Œchsel, *Comptes rendas*, **206**, 1938, p. 254; Œchsel, *Thèse*, Strasbourg, 1938.

([4]) *Z. Electr. Chem.*, **11**, 1905, p. 941.

([5]) *Comptes rendus*, **180**, 1925, p. 1111.

([6]) *Bull. Soc. Chim.*, **19**,, 1916, p. 449.

obtiennent, à 450°, jusqu'à 40 % d'anhydride benzoïque avec dépôt de carbone sur le catalyseur et dégagement de CO et ClH. Ils ne donnent d'ailleurs aucune interprétation d'une telle décomposition.

J'ai alors répété leurs expériences avec la glucine. Le résultat a été analogue : on observe toujours un fort dégagement d'acide chlorhydrique; la glucine, après expérience, est recouverte de carbone et le chlorure de benzoyle récupéré contient de l'anhydride benzoïque, identifié par son point de fusion à 42°. Toutefois, pour des quantités d'anhydride du même ordre, le dépôt de carbone est beaucoup plus important qu'avec le chlorure d'acétyle. Dans les deux cas la proportionnalité du poids de carbone déposé à celui d'anhydride formé conduit à penser qu'une molécule de chlorure d'acide se détruit complètement, et que son oxygène sert, avec deux autres molécules de chlorure, à former une molécule d'anhydride, suivant la réaction



$$3\,CH^3COCl \rightarrow 2\,C + 3\,ClH + (CH^3CO)^2O.$$

En résumé, le chlorure d'acétyle et le chlorure de benzoyle subissent au contact de la glucine, entre 300 et 500°, une décomposition catalytique avec dépôt de carbone sur le catalyseur, dégagement de ClH, et formation de l'anhydride correspondant. Cette décomposition, nettement distincte de la décomposition thermique simple, comporterait intermédiairement la destruction totale d'une partie du chlorure mis en œuvre.

PHYSIQUE VÉGÉTALE. — *La réflexion des radiations de grande longueur d'onde par les plantes de haute montagne.* Note (¹) de M. **Fernand Obaton**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Les feuilles des végétaux de la plaine réfléchissent inégalement les rayons infrarouges. Les plantes qui ont le coefficient de réflexion le plus élevé sont également celles qui, par leur exposition normale à la lumière solaire directe, sont soumises à un rayonnement le plus intense. On peut se demander comment se comportent les plantes de haute montagne qui se développent avec le maximum de lumière.

Nos expériences ont porté sur 33 espèces vivant au Pic du Midi de Bigorre entre 2750 et 2877m d'altitude. La technique employée pour les mesures a été indiquée précédemment. Dans le tableau ci-dessous on trouvera pour un certain nombre d'espèces le coefficient de réflexion des radiations comprises entre 0µ,700 et 0µ,870 rapporté à l'unité.

Iberis spathulata Berg.	0,20	*Erigeron uniflorus* L.	0,34
Arenaria ciliata L.	0,30	*Taraxacum officinale* Wiggers	0,30
Anthyllis montana L.	0,27	*Phyteuma hemisphæricum* L.	0,32
Oxytropis campestris D. C.	0,25	*Gentiana verna* L.	0,31
Epilobium alpinum L.	0,28	*Botrychium lunaria* Sw.	0,21
Sedum atratum L.	0,21	*Mnium* sp.	0,10

(¹) Séance du 24 avril 1944.

Ces valeurs sont en général deux fois plus élevées que celles qui ont été obtenues pour les plantes de plaine ([2]). En montagne une Mousse a, comme en plaine, un pouvoir réflecteur moindre qu'une phanérogame. Le rapport entre les coefficients pour les deux groupes de plantes est plus faible en montagne : 2,5 au lieu de 4.

Nous avons noté, à basse altitude, une diminution du pouvoir réflecteur chez les végétaux vivant à une lumière moins intense. Il en est de même en général en haute montagne. Une feuille de *Salix retusa* L., qui s'est développée en pleine lumière, réfléchit 27 °/₀ des rayons infrarouges incidents, et une feuille d'un individu végétant dans une fente de rocher, 22 °/₀. Pour *Poa alpina* L. les coefficients sont respectivement 0,32 et 0,30.

La différence d'intensité de la lumière incidente, mesurée par les méthodes habituelles, est-elle suffisante pour expliquer les variations de l'indice de réflexion? Le coefficient moyen ([3]) de la transmission atmosphérique est, pour une longueur d'onde de $0^{\mu},700$ et une altitude de 127^{m}, 0,839, et pour une altitude de 4420^{m}, 0,964. Mais cette valeur a été déterminée dans des conditions particulièrement favorables et exceptionnelles. En plaine cette valeur subit un affaiblissement par la présence de vapeur d'eau et de particules en suspension : le facteur de trouble, dont le taux en été, à 127^{m}, est 3,30, alors qu'à 1780^{m} il est 2,13. Le coefficient de réflexion, deux fois plus grand en montagne, semble ne pas être proportionnel à l'augmentation de la transparence de l'atmosphère. Il y aurait lieu de faire intervenir également la durée de l'insolation et l'angle solide sous lequel la plante reçoit la lumière. Une *mesure globale de la radiation* dans le site de chaque plante pendant le cours de sa végétation permettra de caractériser un nouveau facteur complexe que l'on pourrait appeler le *facteur de site*. Beaucoup plus important en montagne qu'en plaine, il rendra mieux compte des différences observées.

R. Willstätter et A. Stoll ([4]) ont émis une hypothèse pour expliquer la réflexion des radiations par les feuilles. Ils supposent qu'elles traversent l'épiderme et le parenchyme palissadique et qu'elles se diffusent dans le parenchyme lacuneux où elles se réfléchissent, pouvant même être renvoyées vers leur source. Nos expériences sur les plantes de plaine et de montagne ne nous permettent pas de nous rallier à cette opinion, car, ainsi que l'a montré Gaston Bonnier ([5]), les feuilles des plantes de haute altitude ont toujours un parenchyme palissadique deux à trois fois plus développé et un parenchyme lacuneux relativement plus réduit que les feuilles de la même espèce cultivée en plaine. Or le parenchyme

---

([2]) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 621.

([3]) Ch. Maurain, *Étude pratique des rayonnements solaire, atmosphérique et terrestre*, Paris, 1937, p. 42.

([4]) *Untersuchungen über Chlorophyll*, Berlin, 1913.

([5]) *Annales des Sciences Naturelles, Botanique*, 7e série, **20**, 1895, p. 217.

palissadique est considéré comme transparent et le lacuneux, réfléchissant, dans l'hypothèse de Willstätter et Stoll.

Les épidermes des plantes de montagne sont fréquemment garnis de poils, et ce revêtement qui rend les feuilles blanchâtres serait peut être susceptible de réfléchir les radiations de grande longueur d'onde. Les exemples suivants montrent qu'il n'en est rien :

	Feuille	Coefficient.
Hutchinsia alpina R. Br...........	pubescente	0,26
Myosotis pyrenaica Pourr.........	velue	0,26
Carduus carlinoides Gouan........	laineuse	0,28
Linaria alpina Mill...............	glâbre	0,29
Galium pyrenaicum Gouan.......	»	0,26
Poa alpina L....................	»	0,32

Aucun des tissus de la feuille, ni l'épiderme et ses annexes, le parenchyme palissadique, considéré comme peu réflecteur en raison de la transparence de la chlorophylle *in vitro*, ni le parenchyme lacuneux, plus réduit en montagne qu'en plaine, ne semble donc être le siège particulier de la réflexion des radiations infrarouges. Il faut supposer que, sous l'influence du climat de la haute montagne, chacun de ces tissus subit des modifications, notamment dans les parois de ses cellules, qui lui confèrent la propriété de réfléchir d'une façon deux fois plus intense les radiations de grande longueur d'onde.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur les rapports entre l'économie en eau et l'enroulement des feuilles de Graminées.* Note (1) de M. **Georges Lemée**, présentée par M. Louis Blaringhem.

L'enroulement qui accompagne la déshydratation des feuilles de nombreuses Graminées présente, avec leur bilan hydrique, des relations que nous avons cherché à préciser. Onze espèces appartenant à neuf genres différents ont été expérimentées sur des pieds préalablement hydratés au maximum par un séjour de 48 heures en milieu saturé. Les conclusions suivantes peuvent être formulées.

1. Pour une même feuille un même état de l'enroulement se produit toujours pour un contenu en eau identique, quelles que soient les conditions extérieures. Une conséquence de cette observation est que l'on peut suivre les variations quantitatives de l'hydratation des feuilles de Graminées en mesurant leur degré de fermeture.

2. Par contre la marche de la fermeture par rapport à l'hydratation diffère d'une feuille à l'autre; en particulier, la fermeture totale est atteinte pour un pourcentage d'eau plus élevé chez les feuilles jeunes, par suite d'une moins grande rigidité des membranes. Les différences restant faibles entre feuilles adultes d'une même espèce, on peut classer les espèces en plusieurs groupes :

(1) Séance du 24 avril 1944.

1° Graminées réalisant la fermeture complète de leurs feuilles pour un contenu élevé en eau : *Nardus stricta* L. (85 à 93 °/₀ du contenu à saturation), *Poa violacea* Bell. (85 à 90 °/₀), *Festuca ovina* L. ssp. *eu-ovina* Hack. var. *duriuscula* (L.) Koch (dét. R. de Litardière) (75 à 91 °/₀);

2° Graminées dont les feuilles sont complètement enroulées pour une déshydratation moyenne : *Brachypodium pinnatum* P. B. (65 à 75 °/₀), *Agropyrum repens* P. B. (60 à 67 °/₀), *Festuca spadicea* L. (57 à 70 °/₀), *Avena pratensis* L. (56 à 68 °/₀), *Molinia cærulea* Mœnch (54 à 74 °/₀), *Poa pratensis* L. var. *angustifolia* (L.) Sm. (dét. R. de Litardière) (47 à 72 °/₀);

3° Graminées dont la fermeture complète ne se produit que pour une forte déshydratation : *Deschampsia cæspitosa* P. B. (35 à 50 °/₀), *Kœleria gracilis* Asch. et Gr. (35 à 45 °/₀).

Dans ces trois groupes, l'enroulement complet est atteint avant le point critique de fanaison permanente.

3. La vitesse de l'enroulement est fonction de celle de la déshydratation ainsi que du contenu en eau pour lequel s'effectue la fermeture. Elle varie donc beaucoup selon les feuilles et les espèces. Les feuilles de *Nardus*, qui ont été considérées à tort comme immobiles, se ferment en 6 à 11 minutes à une température de 18-20° et sous une humidité relative de 60 °/₀. Dans les mêmes conditions les feuilles adultes des autres espèces étudiées se ferment en plus d'une heure, celles de *Kœleria cristata*, les plus lentes, en plus de 12 heures.

4. Le degré de déshydratation réglant la fermeture du limbe, celle-ci agit à son tour sur les pertes d'eau par transpiration. Ce rôle a été établi en faisant, sur chaque feuille, deux séries de mesures, l'une en laissant les mouvements se produire librement, l'autre en les entravant par deux procédés différents : 1° les feuilles, dont le limbe est plan en turgescence maximum, ont été maintenues ouvertes par fixation entre deux rangs d'épingles fines; 2° les feuilles restant pliées en gouttière à saturation ont eu leur ouverture obturée par de la vaseline, ou ont été fermées à force. En aucun cas nous n'avons observé de lésions des cellules. La déshydratation étant plus rapide dans le cas des feuilles maintenues ouvertes, on doit comparer son intensité, non après le même temps d'expérience, mais pour des teneurs en eau sensiblement équivalentes.

On constate alors que le taux de transpiration se réduit de plus en plus au cours de l'enroulement par rapport à celui des feuilles maintenues ouvertes. Lorsque les feuilles sont complètement fermées, ce taux est réduit dans les proportions moyennes suivantes : 65 °/₀ pour *Molinia cærulea*, 54 °/₀ pour *Poa pratensis* var. *angustifolia*, 46 °/₀ pour *Avena pratensis*, 43 °/₀ pour *Nardus stricta*, 41 °/₀ pour *Agropyrum repens*, 38 °/₀ pour *Brachypodium pinnatum*, 24 °/₀ pour *Festuca duriuscula*.

Ainsi l'enroulement des feuilles de Graminées amène une *réduction sensible des pertes d'eau par transpiration*, mais cette réduction est très différente selon

les espèces. Des mesures comparatives faites avec des feuilles enduites de vaseline sur une seule face ont montré que la réduction de transpiration par enroulement est d'autant plus grande que la protection offerte par les deux faces est plus inégale; cette inégalité montre elle-même des rapports étroits avec des différences morphologiques dans la structure de l'épiderme, l'épaisseur de ses membranes, la répartition des fibres hypodermiques. Ainsi le limbe de *Molinia cærulea*, pour lequel le rôle de l'enroulement est le moins apparent, a ses deux faces presque semblables, alors que celui de *Festuca duriuscula*, le plus favorisé par la fermeture, montre les plus grandes différences entre ses faces.

En outre la fermeture du limbe est plus ou moins parfaite selon les espèces; celles dont les bandes bulliformes sont réparties sur toute la surface du limbe subissent un enroulement simultané de toute cette surface et les bords ne se juxtaposent pas.

Parmi les facteurs physiologiques de la transpiration, les mouvements stomatiques n'entrent pas ici en jeu, car (à l'exception de *Nardus*) ceux-ci sont clos lorsque la fermeture survient, comme nous l'ont montré des observations directes et par la méthode d'infiltration de Molisch. Cependant, sur les quatre espèces qui possèdent des stomates sur la face externe, trois sont celles dont l'enroulement diminue le moins la transpiration; mais la présence des stomates étant liée aux épidermes peu différenciés et à l'absence de fibres hypodermiques, il semble que ce soient ces derniers caractères qui maintiennent à la feuille une transpiration notable après fermeture de sa face interne, et non la présence de stomates sur la face externe.

CHIMIE AGRICOLE. — *Comparaison entre l'influence d'un mouillage préalable de particules de terres, par divers liquides, vis-à-vis de leur résistance au délitement dans l'eau et l'influence de ces mêmes pré-traitements sur la cohésion de la terre*. Note (1) de M. **Stéphane Hénin**, présentée par M. Maurice Javillier.

Dans le but d'étudier l'influence du mouillage d'une terre par divers liquides sur ses propriétés, j'ai mesuré la cohésion de la terre ainsi traitée.

Mode opératoire. — Un sol de limon, pauvre en matières organiques, a été broyé et passé au tamis de $0^{mm},5$; 150^g de ce sol ont été additionnés de 37^{cm^3} d'eau distillée, et pétris 10 minutes. Après un repos de 2 heures, on a fabriqué, par pétrissage, de petits cylindres de terre mesurant $6^{mm},3$ de diamètre moyen et $4^{cm},5$ environ de longueur. Après dessiccation à l'air et à la température du laboratoire pendant une semaine, ces cylindres ont été immergés dans le liquide utilisé en pré-traitement. Après un séjour d'une journée dans le liquide, la cohésion a été déterminée en posant les cylindres perpendiculairement à deux appuis parallèles, distants de 4^{cm}. A cet effet, un plateau de balance était suspendu au milieu du cylindre à l'aide d'un mince fil de fer. Le plateau était ensuite chargé jusqu'à

(1) Séance du 24 avril 1944.

rupture. Cette charge a été retenue comme mesure de la cohésion. Les chiffres indiqués ci-après expriment la moyenne de 20 déterminations.

Les résultats sont représentés dans le tableau suivant :

Influence de l'imbibition d'une terre par divers liquides sur sa cohésion (en kg).

Liquides.	Moment électrique.	Cohésion.
Terre sèche	–	1,28
Sulfure de carbone	0	1,03
Huile de vaseline	0	0,98
Dioxane	0	0,35
Huile d'olive	?	0,53
Alcool propylique	1,64	0,01
Tétrachlorure de carbone	0	0,99
Chloroforme	1,0	0,53
Chlorure de méthylène	1,59	0,53
Nitrométhane	3,3	0,14
Benzène	0	0,75
Toluène	0,45	0,65
Chlorobenzène	1,73	0,60
Nitrobenzène	4,08	0,41
Aniline	1,51	0,14

Notons enfin que l'imbibition par l'alcool éthylique, l'acide acétique, l'aldéhyde éthylique, l'acétone, ainsi que par l'alcool propylique et le nitrométhane, a produit des fissurations plus ou moins importantes et même un délitement complet des cylindres pour les liquides qui ne sont pas énumérés dans le tableau.

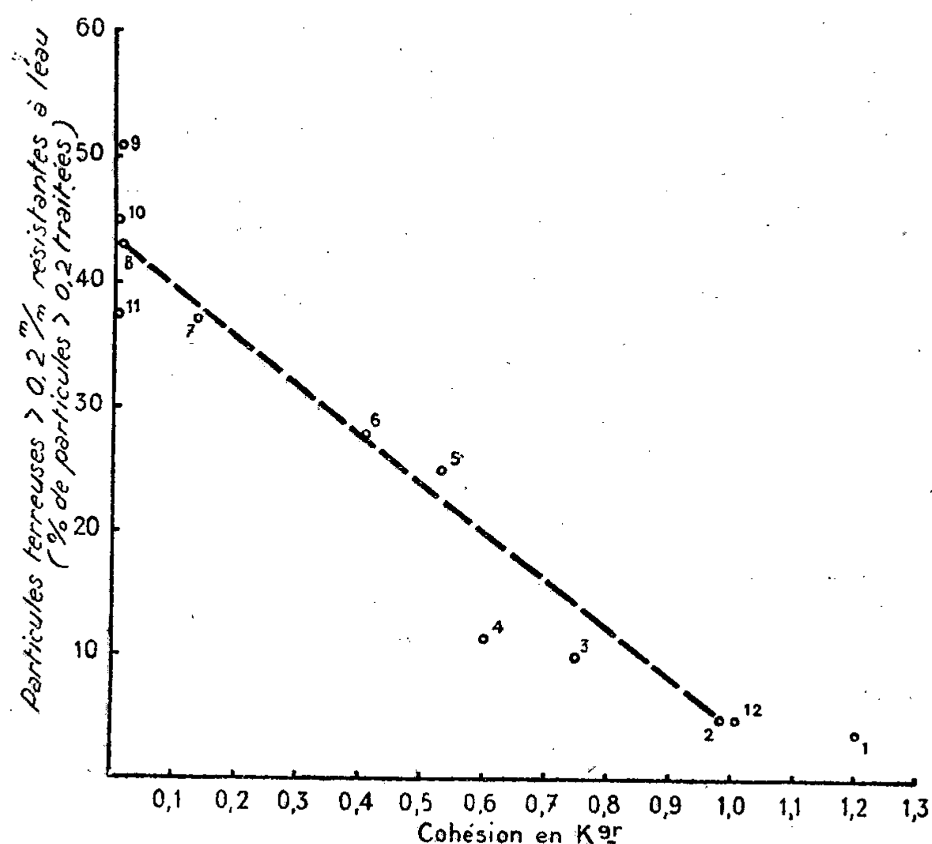
Ces expériences permettent de classer les liquides de la façon suivante : *a* liquides non polaires ou polaires, dont la polarité est due à un atome ou groupe d'atomes sans affinité spécifique pour l'eau, tels que Cl, NO^2, CO^3; pour ces corps, l'abaissement de la cohésion est relativement faible et fonction du moment électrique; *b* liquides non polaires ou polaires portant des groupes d'atomes affines pour l'eau OH, CO^2H, NH^2 etc.; abaissement considérable de la cohésion.

Ces résultats confirment ceux que nous avons obtenus antérieurement [1], en étudiant l'influence de ces mêmes liquides utilisés en prétraitement vis-à-vis de la résistance opposée ultérieurement par les agglomérats de terre traités, au délitement dans l'eau.

L'identité de ces observations nous permet de conclure que l'influence du liquide organique sur la terre est indépendante du traitement par l'eau et confirme l'action spécifique de certaines fonctions chimiques.

Le parallélisme de l'action des prétraitements sur les deux phénomènes, cohésion et éclatement, ressort plus nettement de l'examen du graphique, dans lequel la stabilité vis-à-vis de l'eau, déterminée comme il a été indiqué

dans la Note précédente (²), et la cohésion du sol sont portés en coordonnées. On constate qu'il existe une relation inverse entre la cohésion et la stabilité; ce n'est donc pas le maintien de la cohésion qui est cause de la stabi-



1, terre sèche; 2, CCl^4; 3, C^6H^6; 4, C^6H^5Cl; 5, $CHCl^3$; 6, $C^6H^5NO^2$; 7, CH^3NO^2; 8, CH^3COH; 9, $C^6H^5NH^2$; 10, HCH^2OH; 11, CH^3CO^2H; 12, CS^2.

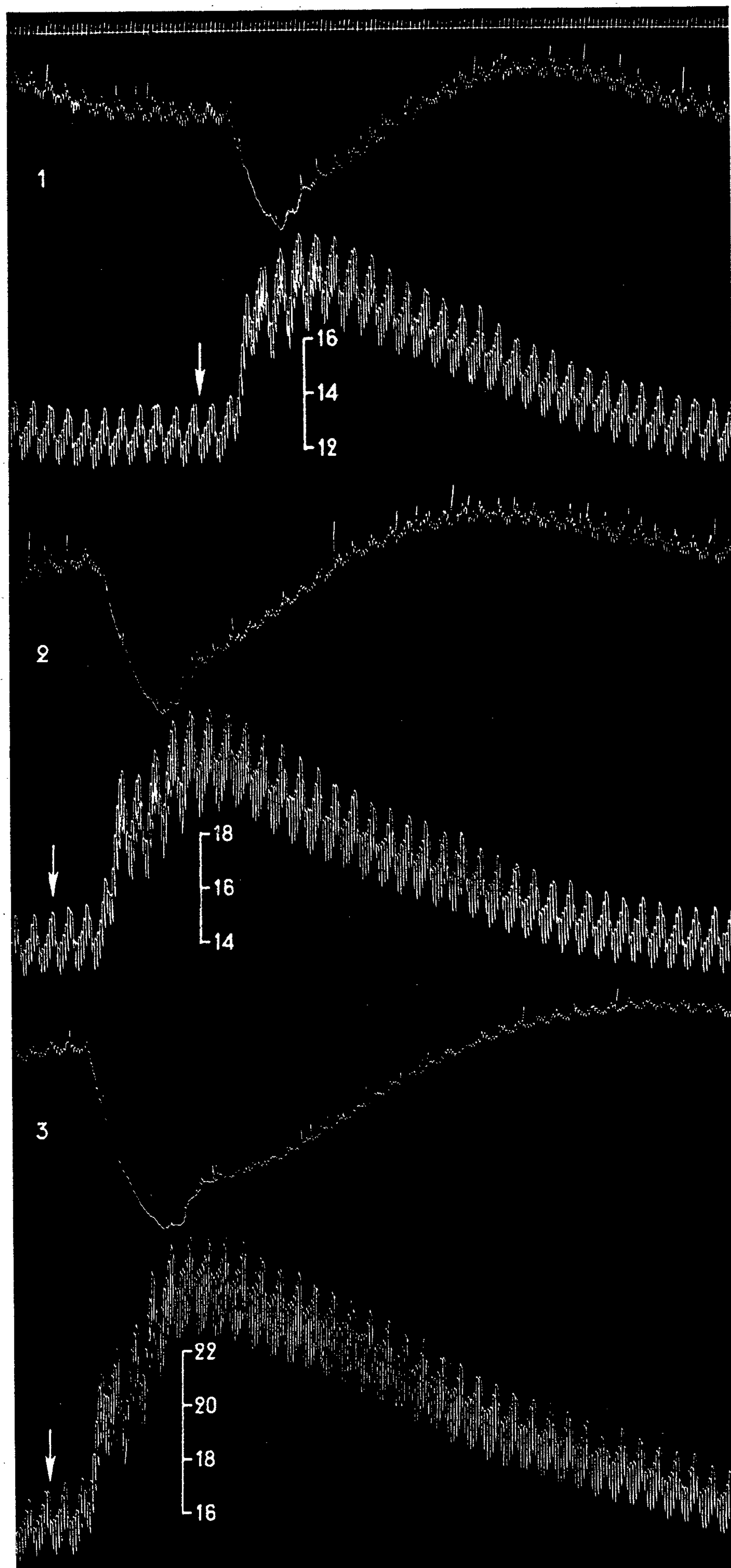
lité vis-à-vis de l'eau, puisque ce sont les terres restées les plus cohérentes qui se détruisent le plus au contact de ce liquide. C'est au contraire la fixation du liquide organique par la terre qui est la cause la plus vraisemblable de la résistance ultérieure de l'échantillon ainsi traité à l'action de l'eau.

PHARMACODYNAMIE. — *Sur un nouveau sympathicosthénique.*
Note (¹) de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Considérées pendant longtemps comme douées de propriétés toniques, fébrifuges et anti-dysentériques, les écorces d'Angusture (*Galipea Cusparia* St-Hil.-Rutacées) ne sont plus utilisées que pour la préparation de boissons apéritives. Ces écorces contiennent plusieurs alcaloïdes, dont le plus abondant, la cusparine, qui appartient au groupe quinoléique et par conséquent se rapproche chimiquement des bases des quinquinas, a été tenu jusqu'ici pour physiologiquement inactif. Les expériences que nous avons faites avec une cusparine très pure, préparée et mise à notre disposition par Späth lui-même, nous ont permis d'infirmer cette assertion et de constater qu'en réalité la cusparine appartient au groupe des substances que nous avons désignées sous le nom de *sympathicosthéniques* parce qu'elles ont la propriété d'augmenter la

(²) S. Hénin, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 578.

(¹) Séance du 6 mars 1944.



Expérience du 25 février 1939. — Chien de 10^{kg}, anesthésié par le chloralose (12^{cg} par kg.), bivagotomisé au cou et soumis à la respiration artificielle. 1re ligne : temps en secondes. 2e, 4e et 6e lignes : variations du volume du rein enregistrées au moyen de l'oncographe d'Hallion et Comte par nous modifié. 3e, 5e et 7e lignes : modifications de la pression carotidienne enregistrées par le manomètre à mercure. Aux points marqués par des flèches, on a injecté dans la saphène, $0^{mg},005$ d'adrénaline base (sous forme de bitartrate) dissous dans $0^{cm^3},5$ de soluté physiologique de chlorure de sodium. Le chien a reçu dans les veines, entre le tracé 1 et le tracé 2, 20^{mg} de cusparine salifiée par l'acide chlorhydrique, entre les tracés 2 et 3, 40^{mg} de cusparine également salifiée. Tracés réduits de 1

sensibilité du système nerveux sympathique à ses excitants tant naturels qu'artificiels. Cette activité, que possède incontestablement la cusparine, est bien mise en évidence par les tracés ci-joints.

Au début de l'expérience, l'injection de $0^{mg},005$ d'adrénaline avait élevé la pression carotidienne de 137 à 199, soit de 62^{mm} de Hg, et provoqué une vasoconstriction rénale se traduisant par une dépression de l'oncogramme longue de 32^{mm} et profonde de 22^{mm}. Après l'administration à l'animal de 2^{mg} de cusparine par kilogramme, l'adrénaline à la même dose qu'auparavant haussa la pression carotidienne de 150 à 226, donc de 76^{mm} de Hg, et abaissa le tracé oncographique sur une longueur de 43^{mm} et avec une profondeur maximale de 28^{mm}. Enfin quand le chien eût été soumis à l'action d'une dose totale de 6^{mg} de cusparine par kilogramme, l'adrénaline, toujours à la même dose, porta la pression carotidienne de 169 à 264, c'est-à-dire à 95^{mm} au-dessus de son niveau initial et entraîna un enfoncement du tracé oncographique long de 70^{mm} et profond de 35^{mm}.

Il résulte donc de nos recherches que sur le système nerveux sympathique la cusparine agit à l'opposé des bases des quinquinas.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Action antialcalosique de l'acide ascorbique (vitamine* C). Note [1] de MM. **Raoul Lecoq**, **Paul Chauchard** et Mme **Henriette Mazoué**, présentée par M. Maurice Javillier.

Quand on soumet un animal (Cobaye ou Rat) à des injections sous-cutanées ou intrapéritonéales répétées d'une substance alcalinisante (bicarbonate de sodium ou gluconate de calcium) ou d'une substance acidifiante (chlorure d'ammonium), on provoque chez cet animal l'apparition de troubles neuromusculaires décelables par la méthode chronaximétrique et caractéristiques de l'alcalose ou de l'acidose chroniques. Dans le cas de l'alcalose, on note un allongement du temps d'excitation des nerfs et une diminution du temps d'excitation des muscles; dans le cas de l'acidose, les résultats sont inversés [2]. Des modifications chronaxiques analogues à celles de l'alcalose s'observent précisément dans certaines avitaminoses : rachitisme [3] et scorbut [4], maladies dans l'évolution desquelles le trouble alcalosique a été démontré dans le cas du rachitisme [5], et semble probable dans le cas du scorbut [6].

La mise en évidence d'un scorbut précoce et transitoire chez le Rat, rapidement compensé par la synthèse spontanée de vitamine C dans l'organisme, fut obtenue grâce à l'emploi exclusif d'un régime scorbutigène habituellement

(1) Séance du 24 avril 1944.

(2) B. et P. Chauchard, H. Mazoué et R. Lecoq, *C. R. Soc. Biol.*, **137**, 1943, p. 402.

(3) R. Lecoq, P. Chauchard et H. Mazoué, *Bull. Acad. Méd.*, **127**, 1943, p. 348.

(4) B. et P. Chauchard, *C. R. Soc. Biol.*, **137**, 1943, p. 135; R. Lecoq, P. Chauchard et H. Mazoué, *Rev. Pathol. comp. et Hyg. gén.*, **44**, 1944, nos 553-554.

(5) R. Lecoq, *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 938; **216**, 1943, p. 503.

(6) L. Randoin, A. Raffy et L. Aguirrezabala, *C. R. Soc. Biol.*, **124**, 1937, p. 621.

donné au Cobaye [7]. Nous avons pu également constater que les troubles chronaximétriques, empêchés par l'ingestion ou l'injection d'acide ascorbique, n'étaient pas directement liés à l'avitaminose C, mais devaient être attribués à la présence dans le régime de lactate de calcium, sel doué de propriétés alcalogènes [8]. Aussi avons-nous pensé qu'il serait intéressant de rechercher l'action de l'acide ascorbique dans les cas d'alcalose chronique purs où l'avitaminose C n'intervient pas.

Dans ce but nous avons soumis des Rats à des injections trihebdomadaires de $1^{cg},25$ de carbonate acide de sodium (en soluté isotonique) ou de 10^{cg} de gluconate de calcium (en solution aqueuse sursaturée à 10 %). Conjointement à ces injections, et de même par voie intrapéritonéale, mais séparément, nous avons introduit 5^{mg} d'acide ascorbique, sous la forme neutre d'ascorbate de sodium, éliminant ainsi la fonction acide (d'action beaucoup trop générale) pour ne retenir que la nature chimique propre de l'acide salifié. Par ailleurs, les Rats recevaient un régime naturel varié abondant.

Dans les conditions décrites, les temps d'excitation neuromusculaire (avec quelques fluctuations) restent sensiblement normaux. Il suffit par contre de supprimer l'adjonction d'ascorbate pour qu'apparaisse le tableau chronaxique typique de l'alcalose chronique (temps d'excitation nerveuse augmentés et temps d'excitation musculaire diminués) qui se maintient jusqu'à ce qu'une addition nouvelle d'ascorbate rétablisse en quelques jours les chiffres normaux. Ainsi, qu'il soit donné à titre préventif ou curatif, l'ascorbate de sodium se montre tout aussi actif. Voici quelques mesures des temps d'excitation, exprimés en capacité chronaxique ($m\mu F$), qui viennent à l'appui de ces résultats :

	Bicarbonate de sodium.			Gluconate de calcium.		
	Nerfs.		Muscles.	Nerfs.		Muscles.
	Extension.	Flexion.	Flexion.	Extension.	Flexion.	Flexion.
Avant la 1re injection.........	20	40	50	20	40	50
Avant la 6e injection..........	25	40	50	20	40	50
Suppression des injections d'ascorbate de sodium.						
Avant la 10e (bicarbonate) ou la 8e injection (gluconate).	70	90	20	70	90	25
Reprise des injections d'ascorbate de sodium.						
Trois jours plus tard..........	22	42	55	25	40	50

L'injection d'une dose plus élevée d'ascorbate (correspondant à 5^{cg} d'acide ascorbique) assure également une protection de l'animal contre les troubles chronaximétriques de l'alcalose, bien qu'à cette dose l'acide ascorbique agisse

(7) J. Lopez-Lomba et L. Randoin, *Comptes rendus*, **176**, 1923, p. 1003.

(8) P. Chauchard, H. Mazoué et R. Lecoq, *C. R. Soc. Biol.*, **138**, 1944, p. 221.

sur les animaux normaux en entraînant des modifications de l'excitabilité neuromusculaire analogues à celles des substances alcalinisantes ([9]).

Les injections concomitantes d'une substance acidifiante (telle que le chlorure d'ammonium) et d'acide ascorbique salifié aux doses de 5^{mg} ou de 5^{cg} montrent que l'acide ascorbique ne corrige aucunement les perturbations chronaxiques de l'acidose chronique. Au contraire sa présence les rend un peu plus précoces, l'action acidosique de l'ascorbate de sodium surajoutant ses effets.

Conclusions. — Utilisé sous la forme d'ascorbate de sodium, l'acide ascorbique se montre doué d'une action acidosique ou antialcalosique nette, qui se manifeste par la prévention ou la suppression rapide des troubles chronaxiques de l'alcalose chronique, expérimentalement provoquée chez le Rat au moyen d'injections trihebdomadaires de bicarbonate de sodium ou de gluconate de calcium. Dans les mêmes conditions, les troubles de l'acidose chronique dus au chlorure d'ammonium se trouvent accélérés dans leur apparition.

Le scorbut paraissant exiger pour se manifester un terrain alcalosique, on peut se demander si l'action acidosique de l'acide ascorbique précédemment observée n'est pas celle qu'il exerce comme vitamine antiscorbutique. Ainsi cette vitamine agirait sur l'état de carence en combattant le facteur de révélation et se comporterait, dans tous les cas, comme un agent excitant du système nerveux. L'action pharmacologique de l'acide ascorbique ([10]) s'en trouverait à la fois simplifiée et généralisée.

La séance est levée à 15^h30^m.

A. Lx.

([9]) P. CHAUCHARD, *C. R. Soc. Biol.*, **137**, 1943, p. 429.
([10]) P. CHAUCHARD, *C. R. Soc. Biol.*, **135**, 1941, p. 1574.

ERRATA.

—

(Séance du 4 janvier 1944.)

Note de M. *Raymond-Hamet*, Sur les effets tenseurs et respiratoires de la bufoténine basique dissoute dans le diméthyl-acétonyl-carbinol :

Page 56, ligne 9, *au lieu de* soluté physiologique de chlorure de sodium, *lire* diméthyl-acétonyl-carbinol.

(Séance du 6 mars 1944.)

Note de M. *Raymond-Hamet*, Production d'un nouveau type de poisons du système nerveux sympathique par iodométhylation d'un sympathicolytique :

Page 425, ligne 20, *au lieu de* sensiblement, *lire* semblablement.
Page 426, ligne 7 de la légende, *lire* l'une de 120^{mg}, l'autre de 180^{mg}....



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 8 MAI 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur une méthode physique d'extraction des radio-éléments de bipartition des atomes lourds et mise en évidence d'un radiopraséodyme de période* 13 *jours*. Note [1] de M. **Frédéric Joliot**.

L'identification des radioéléments qui prennent naissance lors de la bipartition des atomes lourds, U, Th, par exemple, sous l'action des neutrons lents ou rapides, a déjà donné lieu à de nombreux travaux. La méthode généralement employée concernant l'uranium consiste, après avoir irradié avec des neutrons un sel de ce métal primitivement débarrassé de l'uranium X, à le mettre en solution et à traiter celle-ci en vue d'extraire, après addition d'un entraîneur, l'élément ou le groupe d'éléments recherché. Cette méthode nécessite avant chaque irradiation la séparation de UX dont la forte activité serait fort gênante pour les identifications. Cette séparation n'est efficace que dans le cas des irradiations assez courtes, car pendant l'irradiation UX se reforme; 10 % de sa quantité maximum est atteinte après 3,7 jours et correspond, pour 10^g de nitrate d'urane, à environ 177 000 rayons β par minute dans l'angle solide 2π. En outre, la présence dans la solution d'une grande quantité de sel d'uranium est gênante pour effectuer certaines séparations chimiques, et il est toujours nécessaire de veiller à ne pas entraîner des petites quantités de cet élément dans les précipités. Au cas où les produits étudiés dérivent par filiation β de krypton et xénon, O. Hahn et E. Strassmann [2] irradient un composé uranifère de grand pouvoir émanateur et recueillent les dépôts actifs de Kr et Xe émanés. Cette méthode, très utile pour étudier les filiations, ne décèle pas les fragments, en dehors de ces gaz, provenant directement de la bipartition.

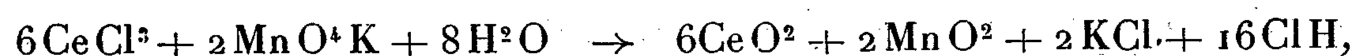
Depuis le début de 1941 j'emploie une méthode dont le principe repose sur le fait que les fragments violemment projetés lors des bipartitions explosives des atomes d'uranium sont capables de quitter des couches minces uranifères

(1) Séance du 17 avril 1944.

(2) *Naturwiss.*, 28, 1940, p. 54.

et peuvent être recueillis sur un support. C'est d'ailleurs en mettant en évidence ces projections d'atomes que j'ai donné ([3]) une preuve de la bipartition explosive de l'uranium et du thorium. On réalise un empilement de disques de papier couverts d'une couche mince d'oxyde d'uranium, entre lesquels on interpose des disques de papier filtre. La pile est pressée dans une boîte cylindrique dont les dimensions sont de 10^{cm} sur 3^{cm} de hauteur pour un empilement de 100 disques uranifères et 50 papier filtre. Les couches d'oxyde sont préparées en versant sur les disques de papier à machine à écrire, placés dans un Büchner, une émulsion d'oxyde dans de l'alcool contenant un peu de gomme laque. Après égouttage et évaporation de l'alcool, les couches d'oxyde adhérentes ont des masses superficielles entre 5 et 7^{mg}; dans l'exemple précédent la surface totale utilisée de ces couches est 6090^{cm^2} et correspond à 37^g d'oxyde d'uranium.

Après une irradiation les papiers filtres, qui ont recueilli 20 °/₀ des produits de partition produits dans les 37^g d'oxyde, sont placés sur un filtre Büchner et lavés avec une solution chlorhydrique chaude 0,5 n. En 5 minutes de lavage, 85 °/₀ des produits recueillis passent en solution exempte de U et UX. Après séchage, les filtres peuvent être utilisés pour une nouvelle irradiation. Le rendement d'extraction des fragments de partition, au plus égal à 50 °/₀, est évidemment fonction de l'épaisseur des couches d'oxyde; la quantité maximum extrayable est obtenue pour des épaisseurs au moins égales au parcours des fragments dans l'oxyde. La solution, contenant uniquement les radioéléments extraits, se prête à n'importe quelle séparation chimique. J'ai étudié quelques radioéléments de périodes dépassant la journée dans le groupe des alcalino-terreux et des terres rares. Je voudrais seulement dans cette Note reporter quelques résultats relatifs aux terres rares et à l'yttrium. La solution, correspondant à une exposition longue (dépassant 2 mois) aux neutrons produits par le cyclotron du Collège de France, est additionnée de chlorures de Ba, Sr, Y, La, Ce, environ 100^{mg} de chaque sel. Baryum et strontium ayant été extraits, on précipite tous les éléments insolubles en milieu alcalin. Le précipité d'hydrates est remis en solution très faiblement acide, et les terres rares, ainsi que l'yttrium, sont précipités par l'acide oxalique. Les terres yttriques sont séparées des terres cériques par précipitation de celles-ci à l'état de sulfate double de terre et potassium. La séparation étant incomplète, il faut recommencer 4 ou 5 fois pour obtenir en tête les terres cériques à 98 % et en queue l'yttrium pur. Le cérium est ensuite séparé des autres terres cériques par la réaction



$$6\,CeCl^3 + 2\,MnO^4K + 8\,H^2O \rightarrow 6\,CeO^2 + 2\,MnO^2 + 2\,KCl + 16\,ClH,$$

le réactif permanganate contenant juste la quantité de CO^3Na^2 nécessaire

([3]) *Comptes rendus*, 308, 1939, p. 341.

pour neutraliser l'acide chlorhydrique qui se forme au cours de la formation de CeO^2 insoluble. L'évolution de l'activité, pour plusieurs épaisseurs d'écrans absorbant les rayons β, a été suivie au compteur pour Y entre le 20ᵉ et le 300ᵉ jour, et pour Ce entre le 20ᵉ et le 750ᵉ jour après la fin de la séparation chimique. On a trouvé et précisé les périodes et énergies maximum des rayons β suivantes :

	Période.	$E_{max}\beta$.
Y........	57 ± 1 jour	$1,75 \pm 0,05$ MeV
Ce.......	16 ± 3 »	≈ 1 »
».......	290 ± 30 »	$2,97 \pm 0,05$ »

Pour ce dernier élément, de période très longue, les mesures au compteur se prêtent mal à une détermination précise. Il est en effet fréquent que les tubes compteurs subissent des modifications ou même une détérioration au cours de mesures s'échelonnant sur une durée de plus d'un an. J'ai récemment préparé des quantités de ces radioéléments suffisantes pour suivre leur évolution par une méthode absolue électrométrique.

La fraction séparée avec le lanthane fit apparaître dans une première expérience une substance non encore signalée, de période 13 jours, sur la nature de laquelle il était difficile de se prononcer. O. Hahn et E. Strassmann [4] signalèrent l'existence de cette période sans indiquer la nature de l'élément.

La préparation par la méthode décrite ci-dessus d'une quantité importante de cet élément m'a permis de montrer qu'il s'agit d'un praséodyme. Au chlorure de lanthane contenant l'activité, on ajoute une quantité égale de chlorure de praséodyme et l'on procède à une précipitation fractionnée par l'acide oxalique en milieu de moins en moins concentré en acide chlorhydrique. L'activité par milligramme de précipité décroît en même temps que l'acidité du milieu d'où il provient; ces activités, pour 4 précipités, sont comme 41; 37,1; 24,5; 17,5, indiquant que l'élément n'est pas un lanthane, lequel précipite de préférence dans le milieu le moins acide. Une opération analogue, faite en ajoutant dans le précipité riche en praséodyme et le plus actif du chlorure de néodyme, montre cette fois que l'activité accompagne le praséodyme. Les activités par milligramme de précipité sont (dans l'ordre des acidités décroissantes) comme 4,6; 4,71; 5,34; 5,55; 6,30. Les cinq précipités évoluent de la même façon au cours du temps entre 2 heures et 10 jours.

Le cérium ayant été séparé avant ces opérations, *il s'agit bien d'un praséodyme dont la période est* 13 j. $\pm 0,5$ j. *et dont l'énergie maximum des rayons* β *associés est* $0,98 \pm 0,05$ MeV. L'examen des trajectoires de brouillard des rayons émis en présence d'un champ magnétique indique qu'il s'agit de rayons β négatifs.

---

[4] *Naturwiss.*, **31**, 1943, p. 501.

BOTANIQUE APPLIQUÉE. — *Les espèces de* Taraxacum *productrices de caoutchouc, leur aire géographique et leur avenir*. Note de M. **Auguste Chevalier**.

L'arbre à caoutchouc (*Hevea brasiliensis*) croît lentement; il n'est saigné qu'à la septième année; l'entretien et l'exploitation des plantations demandent de grands soins et, pour les Asiatiques, un travail manuel des plus délicats. Il y a une quarantaine d'années on avait commencé aussi à extraire le caoutchouc des racines et des rhizomes de certaines plantes africaines par un autre procédé : on faisait arracher les plantes; le caoutchouc se coagulait dans l'écorce. Il suffisait de broyer celle-ci et d'entraîner par un courant d'eau les matières ligneuses réduites en poudre pour obtenir un caoutchouc plus ou moins pur.

Au cours d'un voyage d'études au Congo, dans l'Oubangui et le Haut-Chari en 1902-1904, nous avions observé divers petits arbustes dérivant de lianes du genre *Landolphia* et signalé leur richesse en caoutchouc. En peu d'années ils furent exploités par arrachage jusqu'à épuisement des peuplements; ces plantes, qu'il était difficile de cultiver (il faut dix années pour que les racines contiennent assez de caoutchouc), ont disparu presque complètement de l'intérieur de l'Afrique.

Vers 1910 on commença aussi à exploiter au Mexique un arbrisseau nommé Guayule (*Parthenium argentatum*), dont le caoutchouc était aussi extrait par arrachage des plants et par broyage des tiges. La situation en était là lorsque vers 1928, la Russie, qui n'a pas de colonies tropicales, se préoccupa de produire du caoutchouc naturel sur son territoire. Des missions botaniques patronnées par M. Vavilov furent envoyées en divers pays tempérés, afin de rechercher si, parmi les plantes herbacées à latex, il n'en existait pas donnant assez de caoutchouc et pouvant être cultivées et exploitées en U. R. S. S.

Dès 1932 l'attention s'était fixée sur deux *Taraxacum* ou Pissenlits, dont l'un, *T. macrorrhizon*, se rencontre en Crimée et sur les bords de la Mer Noire, l'autre, le *Kok-Saghyz*, est une plante du Turkestan russe qui vit à l'est de la Mer d'Aral. Il a suffi de dix ans à peine pour que la culture de cette plante prenne en Russie un très grand développement. La plante est cultivée dans les champs à la charrue, on l'arrache et on la cueille au tracteur; le caoutchouc est obtenu par broyage des racines. Les Allemands en rencontrèrent des plantations étendues en Ukraine en 1941. Des graines furent données en 1942 à l'Institut français du Caoutchouc. Quelques-unes nous furent remises et nous pûmes les ensemencer au Muséum. Ces plantes s'y sont bien développées, ont fleuri et grainé. Nous avons pu suivre toutes les phases de leur végétation. Le climat de notre pays convient parfaitement à cette espèce, qui y graine abondamment, possède dès la deuxième année des racines assez grosses et résiste aux hivers et à la sécheresse d'été, mais on ne sait pas encore si elle produira en France du caoutchouc en quantité suffisante.

La plante a été décrite en 1933 sous le nom de *Taraxacum Kok-Saghyz* H. Rodin (*Acta Institute Bot. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 1re série, fasc. 1, 1933, pp. 187-189 et *fig.* 1). Elle avait été récoltée en 1931 dans les steppes du Turkestan, entre 1000 et 2000m d'altitude, par environ 43° de latitude, à l'est du lac Issy-Khul, vallée du fleuve Kegen, affluent de l'Ili, qui se jette dans le lac Balkash. Nos plantes cadrent bien avec la description originale, mais, en faisant des recherches bibliographiques, nous avons pu établir que cette espèce avait été décrite dès 1905 sous le nom de *T. bicorne* Dahlstedt (*Arktista och alpina arter inom formgruppen* Taraxacum caratophorum D. C., *in Archiv for Botanik*, 5, IX, p. 29, tabl. 17).

Le spécimen original étudié par Dahlstedt provenait aussi du Turkestan russe, sensiblement de la même région (Alpes Alexandri, dans la vallée du fleuve Kaschgara (*in locis graminosis humidis*). Par priorité c'est donc sous le nom de *Taraxacum bicorne* Dahlst. que le Kok-Saghyz doit être désigné.

En poursuivant nos recherches dans l'Herbier du Muséum, nous avons été amené à constater que la plante y existait déjà sous le nom de *T. officinale*, récoltée en 1881 par le voyageur Guillaume Capus. Il l'avait cueillie en fleurs le 5 avril et le 1er juillet dans le Turkestan russe (n° 803), puis à Deibalane (sans n°), lorsque notre explorateur se dirigeait sur l'Afghanistan et le Pamir.

Le Kok-Saghyz appartient à la section *Ceratophora*, ainsi nommée parce que les bractées de l'involucre se terminent par une petite corne simple ou double. La section comprend un assez grand nombre d'espèces, qui vivent dans la zone arctique, sur quelques montagnes de l'Europe et de l'Asie et dans les steppes d'Asie, depuis le Turkestan et la Sibérie jusqu'à l'Himalaya, le Pamir et la Chine. Des espèces de ce groupe, *T. mongolicum* H. M., *T. tibetanum* H. M. et *T. eriopodum* D. C., sont très répandues en Asie centrale et présentent de nombreuses formes. Les botanistes russes ne les ont pas étudiées et il serait bien étonnant que, dès les premiers essais, ils aient mis la main sur l'espèce la plus productrice de caoutchouc.

La seconde espèce dont la culture a été tentée en Russie est le *Taraxacum megalorrhizon* (Link) H. M., espèce méditerranéenne xérophile, à racine très épaisse, qui vit dans le sud de la Russie, en Grèce, Asie mineure, Arabie, Afrique du Nord et jusqu'au Portugal. Nous avons pu établir que cette espèce s'identifie avec *T. gymnanthum* (Link) D. C., qu'on rencontre sur les côtes de Provence et du Roussillon. C'est aussi le *T. inæquilobum* Pomel des botanistes algériens. Sa culture a été abandonnée parce que les racines ne contiennent pas assez de caoutchouc, mais les agronomes russes n'ont expérimenté que la forme des bords de la Mer Noire. La section *Scariosa*, à laquelle appartient le *T. magalorrhizon*, renferme du reste d'autres espèces, notamment *T. obovatum* (Willd.) D. C., qui croît aussi dans le Midi de la France ainsi que le *T. Wallichii* D. C. de l'Inde.

Toutes les espèces de *Taraxacum* sont à expérimenter. Elles sont nombreuses, puisqu'on compte dans le genre plus de 60 espèces linnéennes (Handel-Mazzetti), et qu'on a déjà décrit (Raunkaicr, Lindberg f., Dahlstedt, Koidzumi, Kitamura etc.) plusieurs milliers d'espèces jordaniennes, parthénocarpiques pour la plupart et répandues dans le monde entier depuis le Groenland jusqu'à Kerguelen dans l'Antarctique, mais manquant dans les régions tropicales.

Les *Taraxacum* sont en effet essentiellement des plantes de climat tempéré ou froid, à l'encontre de toutes les autres plantes à caoutchouc, qui vivent exclusivement dans les pays chauds. On peut dès lors se demander si, après la guerre, la lutte ne s'engagera pas entre les Pissenlits cultivables dans la zone tempérée et l'*Hevea* à caoutchouc, qui ne réussit qu'en zone équatoriale, comme elle s'est engagée après le Blocus et le Premier Empire entre la Betterave sucrière et la Canne à sucre.

Le Pissenlit à caoutchouc a certes encore de grands progrès à réaliser pour battre l'*Hevea*. Le Kok-Saghyz, mis en culture depuis une dizaine d'années seulement, contient, dit-on, dans les plants sélectionnés, jusqu'à 10 % de caoutchouc dans les racines sèches, et l'on peut obtenir, en arrachant les plants la deuxième année, environ 200^{kg} de caoutchoue à l'hectare. C'est du moins ce qu'annonce une revue allemande que nous avons eue récemment entre les mains. Les Heveas sélectionnés peuvent donner en Indochine 400 à 500^{kg} de caouthouc à l'hectare à la 7e ou 8e année et le double 5 ou 6 ans plus tard. On peut les saigner pendant une trentaine d'années, à condition qu'ils soient fumés, entretenus et protégés des maladies. On peut se demander actuellement si les plantations de Malaisie reçoivent pendant la guerre les soins nécessaires et si elles ne seront pas en pleine décadence après les hostilités.

Le *Taraxacum* a pour lui qu'il peut se cultiver dans toute l'Europe, l'Amérique du Nord, la Chine, le Japon, pays de vieilles civilisations agricoles et qui sont ceux qui auront encore le plus besoin de caoutchouc. On peut le cultiver dans les terres labourées par la motoculture, en assolement avec les autres cultures et spécialement les céréales; il produit peu encore et il immobilise le sol pendant deux années, mais, comme toutes les plantes mises en culture depuis peu de temps, il est susceptible sans doute de grandes améliorations; il se peut donc que l'*Hevea* ait dans l'avenir un concurrent sérieux.

M. **Maurice Javillier** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage intitulé *La Chimie des Êtres vivants*, qu'il vient de publier dans la collection *Que sais-je ?*

CORRESPONDANCE.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Courbure moyenne généralisée.*
Note de M. **Paul Belgodère**, présentée par M. Élie Cartan.

Pour une courbe tracée sur une surface rapportée à trois axes de coordonnées rectangulaires, et relativement à une certaine métrique

$$ds^2 = A\,dx^2 + 2B\,dx\,dy + C\,dy^2$$

régissant l'élément de contact formé d'un point O de cette surface et du plan tangent correspondant, appelons *courbure généralisée dans la direction* Oz le rapport $\delta z/ds^2$, où δx exprime la différence de cote entre un point de la courbe et le plan tangent initial. Il existe alors une *courbure moyenne généralisée* dans la direction Oz

$$\frac{Cr - 2Bs + At}{2(AC - B^2)}.$$

Il y a identité entre la donnée, sur l'ensemble de tous les éléments de contact x, y, z, p, q, d'un champ de courbures moyennes généralisées, et une *équation aux dérivées partielles du second ordre linéaire en* r, s, t.

A toute équation de ce type

$$Cr - 2Bs + At = f,$$

on peut associer, dans tout élément de contact, une métrique

$$ds^2 = A\,dx^2 + 2B\,dx\,dy + C\,dy^2,$$

définie à un facteur numérique près, fonction de x, y, z, p, q.

La courbe d'intersection de deux surfaces intégrales issues d'un élément de contact commun présente, en cas de contact du premier ordre, un point double où les tangentes sont *rectangulaires* par rapport à cette métrique. Si le contact est d'ordre supérieur, le faisceau des tangentes est *isogonal* (à angles égaux) par rapport à cette métrique.

Dans le cas d'un champ de courbures moyennes ordinaires, la métrique imposée à chaque élément de contact est, à un facteur multiplicatif près, la métrique euclidienne de l'espace : les propriétés d'orthogonalité ou de faisceau isogonal sont en particulier valables pour les *surfaces minima* euclidiennes, avec des angles euclidiens.

Plus généralement, toute équation aux extrémales d'une intégrale de surface

$$\iint g(x, y, z, p, q)\,dx\,dy$$

est du second ordre, linéaire en r, s, t, et satisfait aux propriétés précédentes. Elle permet de définir, dans chaque élément de contact, une métrique

$$ds^2 = A\,dx^2 + 2B\,dx\,dy + C\,dy^2,$$

dont les coefficients C, — B, A sont proportionnels aux dérivées secondes g''_{p^2}, g''_{pq}, g''_{q^2}, et tels que $AC - B^2 = g^2$. Si l'aire élémentaire $g\,dx\,dy$ dérive d'une *métrique riemannienne de l'espace*, la métrique ainsi obtenue dans chaque élément de contact reproduit cette métrique riemannienne.

L'équation du deuxième ordre linéaire en r, s, t peut être définie par la donnée des rapports mutuels des coefficients A, B, C de la métrique imposée dans chaque élément de contact, et d'une famille à trois paramètres de surfaces intégrales n'appartenant pas à une même équation aux dérivées partielles du premier ordre, ce qui détermine le second membre : on a ainsi, sans calcul, l'équation aux dérivées partielles des surfaces minima de la géométrie de Cayley ou de Poincaré.

Toutes ces propriétés se généralisent aux espaces à plus de trois dimensions : deux hypersurfaces intégrales d'une équation du deuxième ordre linéaire par rapport aux dérivées partielles du deuxième ordre (c'est-à-dire d'un champ de courbures moyennes généralisées) ont, lorsqu'elles sont tangentes, un hypercône tangent à leur intersection qui est du second degré et *équilatère* (par rapport à la métrique associée) en cas de contact du premier ordre. En cas de contact d'ordre n, il existe un hypercône tangent de degré $(n+1)$ que l'on peut appeler *isogonal*, par généralisation, et qui est tel que les hypercônes du second degré, qui constituent par rapport à lui la *polaire* d'un groupe de $n-1$ directions arbitraires, soient tous équilatères.

La démonstration et le développement de ces résultats feront l'objet d'une publication ultérieure.

MÉCANIQUE. — *Gyroscopes de démonstration.* Note de M. **J. Fieux**, présentée par M. Joseph Pérès.

J'ai réalisé un appareil gyroscopique de démonstration à rotation entretenue, qui permet d'effectuer commodément une vingtaines d'expériences typiques, connues ou non, et d'autre part, une toupie motorisée qui se prête tout particulièrement à l'étude qualitative et quantitative de la nutation eulérienne.

La présente Note a pour objet la description de ces deux dispositifs et l'exposé des avantages qu'ils présentent pour l'enseignement.

I. *Gyroscope d'enseignement.* — L'élément suspendu est constitué par le carter-inducteur d'une masse tournante solidaire de l'induit d'un moteur à champ tournant alimenté sous 110 volts par du courant triphasé, et dont la vitesse de régime est de l'ordre de 3000 t/m.

La suspension comprend un cadre dit *horizontal* articulé directement sur le carter, un cadre *vertical* supportant le précédent par des tourillons disposés suivant un axe horizontal, et un bâti comportant un fût qui sert de guide au pivot dudit cadre vertical. Ce bâti est muni de trois vis calantes et d'une prise de courant à trois pôles, dont l'un peut être relié directement au carter par un fil souple débranchable, les deux autres étant sur des canalisations fixes passant par des contacts tournants aux différents tourillons.

La mise en rotation de la masse s'effectue avec les trois phases; mais lorsque la vitesse de régime a été atteinte, elle peut être entretenue avec deux phases seulement, ce qui permet de débrancher le conducteur amovible pour libérer le carter de toute entrave.

Le carter porte, sur chacun de ses flasques, quatre bossages filetés, qui servent à la fixation de masses additionnelles destinées à modifier le moment d'inertie ou à déplacer le centre de gravité du système suspendu. Il comporte également, solidaires de ses tourillons, deux poulies à gorge sur lesquelles s'enroulent, le cas échéant, les câbles d'un poids curseur dont le déplacement est guidé par le fût.

L'une des extrémités de l'arbre du rotor sort du carter et s'épanouit en calotte sphérique (champignon) dont le centre de courbure se confond sensiblement avec le point de rencontre des différents axes du système.

Le cadre horizontal est muni de deux leviers symétriquement disposés suivant l'axe de tourillonnement du carter. Il comporte, d'autre part, deux appendices de verrouillage permettant de le solidariser avec le cadre vertical. Ce dernier porte les verrous correspondants; mais il porte également le verrou d'immobilisation du carter. A sa partie supérieure est ménagée la cheminée de guidage de l'objet, généralement un crayon, qui doit être mis en contact avec le champignon tournant. A sa partie inférieure il est solidaire d'une couronne circulaire formant une sorte de rose des vents, qui se déplace en regard de graduations portées par le fût du bâti-support.

Enfin le pivotement du cadre vertical dans le fût peut être rendu plus ou moins visqueux par l'abaissement de la crapaudine et le déplacement d'un poids d'équilibrage.

Les nombreuses expériences que l'on peut faire à l'aide de cet appareil présentent un réel intérêt pédagogique. Elles portent non seulement sur certains effets classiques, tels que la fixité de l'axe du rotor, les précessions de tous ordres, les nutations et leurs causes, la tendance au parallélisme (expérience du compas gyroscopique), le relèvement de la toupie etc.; mais aussi sur des effets peu connus faisant apparaître le gyroscope comme un transmetteur et un transformateur d'énergie mécanique (expérience de la montée continue du poids curseur et de sa descente par échappements successifs) et comme un moyen de provoquer progressivement des réactions puissantes (expériences de la tronçonneuse).

Les manipulations du nouveau gyroscope d'enseignement ne présentent pas de difficultés, même pour le démonstrateur qui n'est pas entraîné. Elles n'exigent ni opérations préparatoires, ni précautions susceptibles d'occasionner des pertes de temps.

II. *Toupie motorisée.* — La toupie de Maxwell montre bien le déplacement de l'axe instantané de rotation au sein de la masse, lorsque celle-ci est suspendue sensiblement par son centre de gravité et que ses moments d'inertie principaux ont des valeurs voisines. Mais elle ne se prête pas à l'étude quantitative du phénomène. Elle n'est d'ailleurs pas d'un emploi commode.

La nouvelle toupie réalise un solide de révolution parfaitement rigide, de moments d'inertie immuables et pouvant être déterminés expérimentalement avec beaucoup de précision. Sa forme de diabolo permet de confondre sensiblement son centre de gravité avec le point de pivotement et d'obtenir, dans tous les cas, le rapport d'aplatissement que l'on désire. Elle est mise en rotation, et entretenue dans une vitesse également bien déterminée, par la friction d'une petite bille, qui lui sert de pivot de suspension, cette bille étant fixée à l'extrémité de l'arbre d'un moteur électrique à axe vertical. Enfin sur la tranche supérieure est dessiné ou gravé un cercle légèrement excentré, qui apparaît alternativement net et flou à chaque période de nutation, dont on peut par conséquent relever la valeur moyenne avec toute la précision désirable.

AVIATION. — *Sustentation et propulsion thermiques.* Note de M. **Jean Villey**, présentée par M. Henri Villat.

Pour maintenir un avion de poids P en vol horizontal à vitesse constante V, il faut que l'ensemble de ses surfaces (propulsives, portantes et passives) fournisse, pendant chaque seconde, aux molécules d'air avec lesquelles elles prennent contact, une quantité de mouvement totale de composante verticale (vers le bas) égale à P et de composante horizontale nulle.

De l'énergie cinétique qui est ainsi fournie à l'air, une partie w se décoordonne instantanément sur place en énergie thermique (elle correspond aux forces de frottement) et une partie $\mathcal{W}$ correspond à la mise en mouvement macroscopique d'une masse totale $M = \Sigma m$ d'air avec des vitesses absolues d'écoulement $\mathcal{V}$, soit $\mathcal{W} = \Sigma(1/2)m\mathcal{V}^2$.

Pour que la quantité de mouvement $\Sigma m\mathcal{V}$ qui se conserve macroscopiquement fût nulle, il faudrait que la quantité de mouvement fournie à l'air par les forces de frottement fût verticale vers le bas et égale à P; or sa direction est manifestement assez voisine de celle de la translation V.

La production d'énergie cinétique macroscopique $\mathcal{W} = \Sigma(1/2)m\mathcal{V}^2$ est donc nécessaire. Elle se décoordonne d'ailleurs ensuite, par tourbillon-

nements et frottements, en énergie thermique. La sustentation de l'avion fournit donc finalement à l'atmosphère, par unité de temps, l'énergie thermique $W = \mathcal{W} + w$. Elle est obtenue par la destruction d'une quantité Q d'énergie potentielle chimique dans l'oxydation du combustible utilisé par l'avion, qui est d'ailleurs d'abord transformée intégralement en énergie thermique. On a $Q > W$, parce qu'une partie q de cette énergie thermique Q est de plus cédée à l'atmosphère par transport direct de chaleur.

La nécessité de transformer $Q' = Q - q - w$ transitoirement en énergie cinétique orientée $\mathcal{W}$ appelle tout naturellement le mode classique de propulsion, où la combustion est produite dans un moteur qui permet de transformer $Q - q$ en travail pour mouvoir une hélice capable de fournir directement l'énergie cinétique $\Sigma(1/2)m\mathcal{V}_x^2$ orientée horizontalement, et indirectement, par l'intermédiaire de la surface portante qu'elle traîne, l'énergie cinétique $\Sigma(1/2)m\mathcal{V}_z^2$ orientée verticalement, en même temps d'ailleurs que l'énergie thermique w.

Cela n'exclut pas toutefois la possibilité d'obtenir la sustentation au prix d'un transport direct intégral de la chaleur Q à l'atmosphère, si l'on sait conduire ce transport direct de telle manière qu'une partie Q′ de Q se transforme en énergie cinétique macroscopique.

Ce résultat n'est pas exclu *a priori* par l'isotropie moyenne de l'agitation moléculaire, car l'écoulement relatif du courant d'air introduit le facteur d'anisotropie macroscopique sans lequel il serait impossible d'espérer une orientation partielle de l'énergie cinétique moléculaire.

Il sera effectivement obtenu si la chaleur Q est cédée aux filets d'air en écoulement relatif au contact de l'avion dans des régions où leur pression p aura été élevée, par augmentation de section du tube de courant, au-dessus de la valeur qu'elle avait dans l'état de repos initial $A(p_0; T_0)$ avant le passage de l'avion, et qu'elle reprendra après le passage de celui-ci, quand elle retrouvera un état de repos final $B(p_0; T_1 > T_0)$. En effet, dans le diagramme entropique, qui a pour abscisses l'entropie S de l'unité de masse et pour ordonnées la température absolue T, l'évolution AMB ainsi réalisée $(p > p_0)$ est située au-dessus de l'isobare ANB; il en résulte que la surface $\Sigma = \int_A^B T\,dS$ limitée par AMB est plus grande que la surface $\sigma = C(T_1 - T_0)$ limitée par l'isobare. Or Σ représente la somme de la chaleur Q cédée à l'air au cours de l'évolution AMB et de l'énergie cinétique $E = \zeta . Q$ qui y est décoordonnée; σ représente d'autre part l'augmentation d'enthalpie. On a donc $Q + E > \sigma$, ou $Q(1 + \zeta) = K . \sigma$, avec $K > 1$, qui entraîne $Q > \sigma$ si $1 + \zeta < K$, ou $\zeta < K - 1$, c'est-à-dire si l'énergie cinétique décoordonnée E est égale à une fraction suffisamment petite de la chaleur fournie Q. S'il en est ainsi, l'air acquiert, au contact de l'avion, un supplément d'énergie cinétique relative d'écoulement

égal à $(Q - \sigma)$, et par conséquent une énergie cinétique absolue qui peut permettre la sustentation.

Cette énergie cinétique absolue sera d'autant plus grande que l'excès de pression $(p - p_0)$ au moment du transport de chaleur Q sera plus grand, par conséquent que l'énergie cinétique relative de l'air à l'entrée $(1/2)MV^2$ sera plus grande et que le ralentissement avant chauffage de cet écoulement relatif par augmentation de section sera plus accentué et plus voisin de l'isentropie.

C'est ce procédé que l'on met en œuvre dans une tuyère propulsive ([1]). Les surfaces utilisées pour provoquer le ralentissement relatif pourraient d'ailleurs être ménagées dans les ailes elles-mêmes. On pourrait aussi envisager de mettre à profit l'augmentation de pression qui se produit dans les écoulements extérieurs à l'aile, là où ils deviennent sustentateurs; mais elle paraît devoir être en général trop faible pour permettre un rendement intéressant.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Suggestions d'expériences relatives aux fondements de la Mécanique ondulatoire.* Note ([1]) de M. **Augustin Sesmat.**

1. Soient une source, un dispositif interférentiel et un écran sur lequel se produisent des franges : les photons issus de la source sont venus se rassembler sur les raies brillantes en évitant les raies obscures. Comment interprète-t-on le phénomène dans la théorie de la Mécanique ondulatoire? On admet que chaque photon obéit pour son compte à des lois telles qu'il a le maximum de chances d'aboutir au milieu d'une raie brillante, et le minimum de chances d'aboutir au milieu d'une raie obscure; si bien que les franges sont la résultante pure et simple du *comportement individuel des photons*, à l'exclusion de toute interaction des uns sur les autres.

Cette interprétation est étendue, par analogie, aux anneaux de diffraction produits par un nuage d'électrons qui se réfléchissent sur des plans réticulaires différents d'un cristal.

Parmi les assertions de la théorie, celle-là est la plus lourde de conséquences : c'est elle, principalement sinon exclusivement, qui contraint le théoricien de renoncer au déterminisme réaliste qui avait constamment soutenu la pensée des physiciens d'hier, et de lui substituer un « probabilisme » *sui generis*, dont le sens profond ne paraît pas avoir été jusqu'ici parfaitement mis en lumière.

Ces corollaires sont d'une telle portée qu'on ne saurait exagérer les précautions critiques en ce qui concerne leurs prémisses. Or il est permis de douter

---

([1]) *Comptes rendus*, **202**, 1936, pp. 52, 461, 638.

([1]) **Séance du** 27 mars 1944.

qu'on soit dès maintenant en possession de garanties absolues touchant la valeur de ces prémisses; et par ailleurs on peut concevoir de nouvelles expériences de contrôle, dont les résultats, s'ils étaient favorables, mettraient pour ainsi dire hors de conteste l'interprétation dont nous parlions plus haut.

2. Sur quoi s'appuie-t-on pour affirmer que les interférences ne dépendent aucunement d'interactions entre les *photons?* Sur d'anciennes expériences de G. I. Taylor (1909), et sur des expériences nouvelles de Dempster et Batho (1927), dans lesquelles des photographies de franges furent obtenues, grâce à des poses prolongées, à partir de sources très faibles; si faibles que si l'on tient compte de l'énergie unitaire des photons utilisés, de l'intensité totale émise, de la durée d'excitation des atomes et du temps de pose, on est conduit à cette conclusion que les photons n'ont pu passer dans l'appareil que séparément.

N'insistons pas sur la marge d'incertitude que présentent certaines de ces évaluations, celles en particulier de l'intensité émise et de la durée d'excitation. Mais observons que le raisonnement implique, à titre d'hypothèse nécessaire, que l'émission des photons se trouve répartie *uniformément* dans le temps pendant toute la durée de l'expérience. Or ceci n'est rien moins que certain : la source est *complexe*, c'est-à-dire constituée d'un grand nombre d'atomes, et nous ne savons pas ce qui se passe dans une source complexe. Nous ne savons pas si les émissions sont indépendantes, ou si au contraire elles ne sont pas plus ou moins solidaires, les atomes de la source pouvant, par exemple, échanger entre eux leurs photons lorsque certaines conditions sont réalisées, puis, quand ces conditions viennent à faire défaut, les lancer au contraire vers le dehors, ce qui donnerait une émission par rafales intermittentes, rafales instantanées ou non, d'ailleurs, mais en tout cas favorables à l'interaction des photons.

Toujours est-il qu'on ne saurait tenir pour certain qu'aucune interaction n'a lieu. Que faudrait-il donc pour en être sûr? Simplement que la source ne soit pas complexe : qu'elle consiste par exemple dans des *atomes isolés*, comme ceux des *rayons canaux* ou des *jets atomiques*, qui passeraient successivement devant une fenêtre et qui émettraient leurs photons vers l'appareil interférentiel au moment de leur passage. Il peut y avoir à cela des difficultés techniques; mais, semble-t-il, tant qu'il ne s'agit pas d'une impossibilité absolue on devrait tout essayer pour vaincre ces difficultés éventuelles : l'enjeu en vaut mille fois la peine.

Supposons en effet qu'on obtienne des franges avec ces atomes isolés : la théorie reçue n'en sera que plus solide; et ceux qui cherchent à en dégager le sens profond pourront aborder le problème sans aucune arrière-pensée, et avec d'autant plus de courage et de chances de succès.

Supposons au contraire que par impossible on n'obtienne pas de franges : alors, sans rien abandonner des formules et équations fondamentales de la

théorie, ni de leurs merveilleuses réussites, on devra simplement chercher une autre explication du phénomène des interférences, mais cette fois sans se sentir obligé de renoncer au déterminisme objectif.

3. Nous venons de parler de photons. Le même problème se pose au sujet des *électrons*. Ici nous sommes maîtres de la source, dans une certaine mesure : peut-on s'arranger pour que les électrons, eux aussi, arrivent un à un sur le cristal? Aux techniciens de répondre : mais là encore il serait sage de tenter l'impossible pour y arriver, car c'est le seul moyen de s'assurer si oui ou non les électrons se disposent sur les anneaux brillants sans aucune interaction mutuelle.

La réalisation de deux expériences, l'une sur les photons, l'autre sur les électrons, est d'ailleurs souhaitable à un autre point de vue : si les résultats, positifs ou négatifs, sont identiques pour les deux espèces de corpuscules, on sera sûr que l'analogie qu'établit la théorie entre photons et particules matérielles est légitime. Si les résultats différaient, il faudrait renoncer à cette analogie, ou du moins la restreindre. Or ceci encore est de première importance.

Enfin il ne faut pas oublier qu'une expérience fournit parfois d'autres renseignements que ceux qu'on lui demandait.

Remarques sur la Note de M. Augustin Sesmat, par M. **Louis de Broglie**.

Dans la Note précédente, M. Sesmat suggère qu'il serait utile de faire de nouvelles expériences pour vérifier si les phénomènes d'interférences obtenues avec la lumière ou les électrons ont encore lieu dans des conditions qui excluent toute interaction entre photons ou électrons. Le résultat des anciennes expériences de Taylor et de Dempster et Batho, l'interprétation actuelle du dualisme onde-corpuscule et les nombreux arguments qui l'appuient, les difficultés sans doute insurmontables que présenterait toute tentative d'interprétation des interférences par une interaction entre corpuscules, rendent extrêmement improbable la mise en évidence d'une dépendance quelconque entre les effets d'interférences et l'intensité des faisceaux servant à les produire. Néanmoins, comme le dit justement M. Sesmat, l'importance des expériences du genre Taylor pour assurer les bases des théories actuelles est si fondamentale qu'il serait utile de les reprendre sous une forme encore plus probante.

En dehors des expériences sur les jets d'atomes suggérées par M. Sesmat, on peut imaginer l'expérience suivante. Soit une source S de photons ou d'électrons : nous supposerons cette source très *faible*, c'est-à-dire émettant peu de corpuscules par unité de temps, et aussi très *stable*, c'est-à-dire ayant une intensité pouvant rester sensiblement constante pendant une période très longue, mettons plusieurs jours. Plaçons, en face de cette source, un dispositif de comptage A signalant l'arrivée de chaque corpuscule émis par la source.

Nous constaterons probablement que les corpuscules arrivent indépendamment les uns des autres à des intervalles de temps fluctuant statistiquement autour d'une valeur moyenne $\overline{\tau}$. La source étant faible, $\overline{\tau}$ sera grand (de l'ordre par exemple d'une seconde), et ceci exclura toute idée d'interaction entre les corpuscules. Cette constatation faite, on substituera au dispositif A un dispositif d'interférences B *placé au même endroit* et comportant un enregistrement photographique. Cette substitution de B à A ne peut évidemment pas altérer le fonctionnement de la source; donc B recevra des corpuscules indépendants à des intervalles de temps de valeur moyenne $\overline{\tau}$ dans les mêmes conditions que le faisait A précédemment et, en raison de la stabilité de la source S, cette situation pourra se prolonger sans modification pendant un temps très long, quelques heures par exemple. Au bout de ce temps, le développement de la plaque photographique permettra de constater si l'on a obtenu ou non les phénomènes usuels d'interférences. S'ils ont été obtenus, il sera démontré que ces phénomènes ne résultent pas d'interactions entre les corpuscules incidents, et l'interprétation probabiliste que propose la Mécanique ondulatoire sous sa forme actuelle s'imposera.

GÉODÉSIE. — *Sur l'exploitation stéréophotogrammétrique des photographies redressées.* Note de M. **Raymond Martin**, présentée par M. Georges Perrier.

La théorie du *redressement* des photographies métriques, terrestres ou aériennes, a fait, en France, l'objet d'une étude très approfondie de M. Roussilhe [1]. La méthode établie a été appliquée sur une vaste échelle, notamment pour l'établissement des plans topographiques (plans de villes, plans cadastraux, plans pour études d'améliorations foncières et de travaux publics etc.). L'usage a cependant montré qu'un certain nombre d'améliorations étaient à rechercher pour donner à cette méthode, tout en conservant sa simplicité, un nouvel essor, en y apportant :

1° l'appoint de l'observation stéréoscopique;

2° la possibilité de corriger automatiquement les déformations planimétriques de relief;

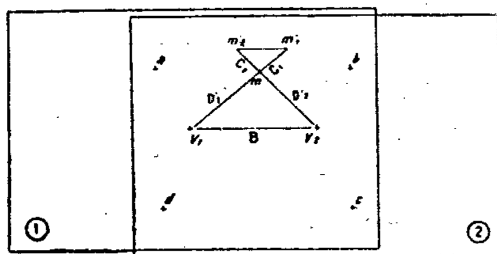
3° la possibilité de tracer automatiquement les courbes d'égal éloignement ou d'égale altitude.

Considérons d'abord (*fig.* 1) un couple de clichés *aériens,* ayant un recouvrement voisin de 66 % et préalablement *redressés,* c'est-à-dire rendus parallèles à un même plan horizontal de référence π_0. Soient A_0 l'altitude commune des deux points de prise de vues au-dessus de π_0; V_1 et V_2 la représentation sur

(1) *Emploi de la photographie aérienne aux levers topographiques à grande échelle,* Paris, 1930; *Comptes rendus,* 175, 1922, p. 944.

chaque cliché du pied de la verticale abaissée de chaque station photographique sur le sol, *a*, *b*, *c*, *d*, des points de repère communs aux deux clichés, $m'_1 m'_2$ l'image sur chaque cliché d'un point *m* de l'espace d'altitude *h* au-dessus du plan π_0; B la distance (base) qui sépare les deux points de prise de vues, c_1, c_2, D'_1, D'_2, longueurs mises en évidence sur la figure. Les deux clichés, après redressement, étant mis en coïncidence par leurs points communs *a*, *b*, *c*, *d*, on montre que l'on a $c_1/c_2 = D'_1/D'_2$ (rel. I), $m'_1 m'_2 = B[h/(A_0 - h)]$ (rel. II), $h = (A_0 m'_1 m'_2)/(B + m'_1 m'_2)$ (rel. III).

D'où la conclusion : Tous les points M de même altitude au-dessus du plan de référence π_0 présentent un écartement d'images constant et facilement calculable et la droite qui joint ces images est parallèle à la base B dont la longueur est calculable d'après les éléments des redressements.


Fig. 1.

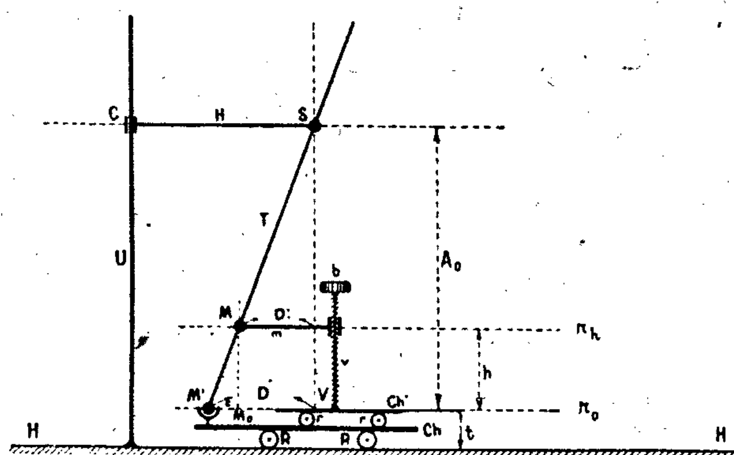


Fig. 2.

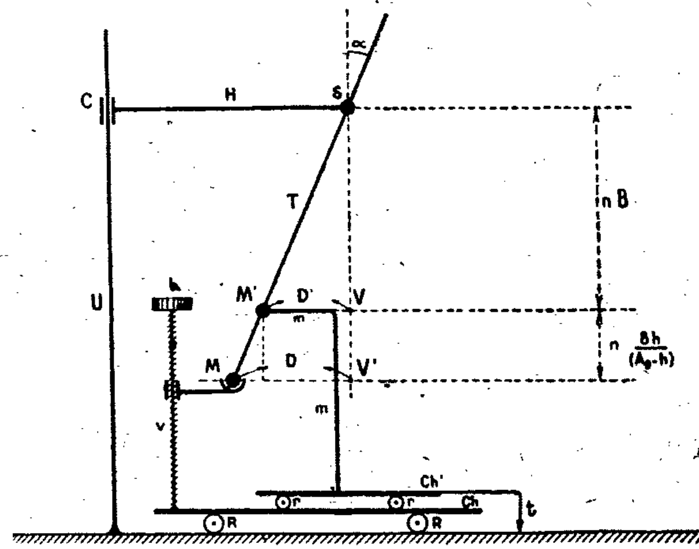


Fig. 3.

Nous avons montré ([1]) comment, partant de ce principe, il était possible de réaliser, soit par l'application des anaglyphes, soit par l'emploi d'un stéréoscope, un stéréorestituteur simplifié, en soulignant d'ailleurs la nécessité d'adjoindre à cet appareil un pantographe à coefficient variable pour la transformation de la projection conique fournie par le cliché en projection orthogonale (carte). Dans ce même temps, les Établissements Zeiss, d'Iéna, d'après une idée de Kern, réalisaient l'orthostéréomètre, appareil où ladite transformation est opérée par reconstitution de l'espace, conformément à la figure 2 : Lorsque M' décrit dans le plan π_0 une figure quelconque, le point M décrit une figure

([2]) Communication à la Section Laussedat de la Société Française de Photographie et de Cinématographie (Séance du 24 février 1939).

homothétique [centre V, rapport $(A_0 - h)/A_0$] et la correction c est bien conforme à la théorie du redressement, car l'on a $c = h D/A$ (rel. IV). Le traceur t décrit alors la même figure que le point M. Mais ce dispositif n'est pas automatique, puisque la rotation de vis B (*fig.* 1) est proportionnelle à la parallaxe $m'_1 m'_2$, c'est-à-dire à la quantité $[B.h/(A_0 - h)]$, et que la rotation de la vis b (*fig.* 2) est proportionnelle à h (rel. IV).

Solution proposée. — Une liaison mécanique simple entre B et b peut être obtenue si l'on adopte une disposition du système correcteur conforme à la figure 3. Ici le chariot Ch, mobile dans deux directions perpendiculaires et entraîné par le stéréoscope, supporte la vis sans fin verticale v (de même pas que la vis des parallaxes) qui, pendant la rotation de b, provoque le déplacement en hauteur de la rotule inférieure M. Le chariot Ch′ reçoit un support coudé muni d'une rotule M′. La traverse H est déplaçable en hauteur de quantités mesurables. Dans ces conditions :

1° en établissant, entre la vis des parallaxes et la vis v, une transmission telle que cette dernière tourne avec une vitesse angulaire n fois plus grande que la première;

2° en calant la traverse H à une hauteur au-dessus de la rotule M′ égale à n fois la base B, on réalise un dispositif mécanique tel que, quelle que soit la position de M dans l'espace, on ait constamment

$$D'\left(nB + nB\frac{h}{A_0 - h}\right) = D\,nB,$$

ou $D'/D = (A_0 - h)/A_0$, ce qui correspond à la correction des déformations planimétriques d'altitude dans la théorie du redressement.

GÉODÉSIE. — *Sur la détermination de l'altitude moyenne à partir des cartes topographiques en hachures.* Note de M. **Jean Demangeot** présentée par M. Georges Perrier.

L'altitude moyenne, notion précieuse pour la géographie physique, se calcule généralement à partir du planimétrage de tranches d'altitude d'égale épaisseur. Mais ce procédé n'est évidemment pratiquable que sur les cartes en courbes de niveau, relativement rares encore. On peut cependant, par la méthode exposée ici, extraire l'altitude moyenne de cartes en hachures genre cartes d'État-Major.

Principe. — Soit une ligne quelconque L limitant un plan P; L se déplaçant perpendiculairement à P, et en se déformant, engendre une surface complexe S qui admet un plan moyen S′. Si l'on assimile S à la surface du sol, la hauteur du plan moyen S′ à partir du niveau de la mer sera l'altitude moyenne. Or sa détermination mathématique, devant recourir aux intégrales triples, est pratiquement irréalisable à cause de l'infinie complexité des reliefs.

Mais, si l'on se contente d'une bonne approximation, au lieu d'envisager toute

la surface S, on peut se borner à considérer la génératrice L aux positions L_1, L_2, L_3, ... qu'elle occupera successivement. Ainsi fait le géographe, qui remplace parfois un bloc-diagramme par une série de profils topographiques équidistants et rapprochés. Dans ce cas le calcul de l'altitude moyenne se simplifie; il se ramène à celui de la moyenne H des hauteurs moyennes h_1, h_2, h_3, ... des traces L_1, L_2, L_3, ..., facile à résoudre graphiquement.

Méthode à suivre. — Pratiquement, pour obtenir l'altitude moyenne d'une région sur carte en hachures, on devra :

1° Dessiner toute une série de coupes topographiques soignées et à l'échelle. Les tracés seront grossièrement perpendiculaires aux directions orographiques principales, mais parallèles et équidistants. L'équidistance sera évidemment proportionnée à l'échelle de la carte. Deux profils supplémentaires devront être faits : celui de la ligne de partage des eaux et celui du talweg principal.

2° Calculer l'ordonnée moyenne de toutes ces coupes en divisant leur surface planimétrée par l'abscisse. Deux méthodes sont possibles :

ou bien additionner l'ordonnée moyenne de chacune des coupes, et en faire ensuite la moyenne arithmétique (ce qui entraîne généralement une erreur par excès);

ou bien abouter tous les profils et en planimétrer la surface totale, qu'on divisera par l'abscisse totale (ce qui est plus exact).

Application. — Nous avons pris pour lieu d'expérience la Réserve Nationale du Lauzanier (Basses-Alpes). C'est une vallée Nord-Sud accolée à la frontière, près du col de Larche. Point le plus bas, 1800^m. Point le plus haut, Signal de l'Enchastrayes, 2956^m.

Altitude moyenne	
obtenue par la méthode classique du planimétrage des tranches d'altitude sur le plan directeur au 1/20000 (épaisseur des tranches 50^m)	2326^m
obtenue par planimétrage des profils sur la carte en hachures au 1/50000 (34 coupes équidistantes de 250^m, et 3 coupes pour les crêtes et le talweg)	2302^m
Soit une différence de 24^m, représentant une erreur par défaut voisine de 1 %.	

Cet exemple montre que ce nouveau procédé permet, en l'absence fréquente de cartes en courbes de niveau, d'utiliser les cartes en hachures avec une approximation suffisante, de 5 à 10 % dans les cas les moins favorables.

CHALEUR. — *Recherche d'une expression rationnelle du coefficient de convection naturelle pour les cylindres verticaux.* Note (1) de M. **André Missenard**, présentée par M. Charles Fabry.

Les équations de la convection naturelle pour le plan vertical ont été résolues par Pohlhausen, Schmidt et Beckmann. Ils ont donné l'expression suivante du

(1) Séance du 24 avril 1944.

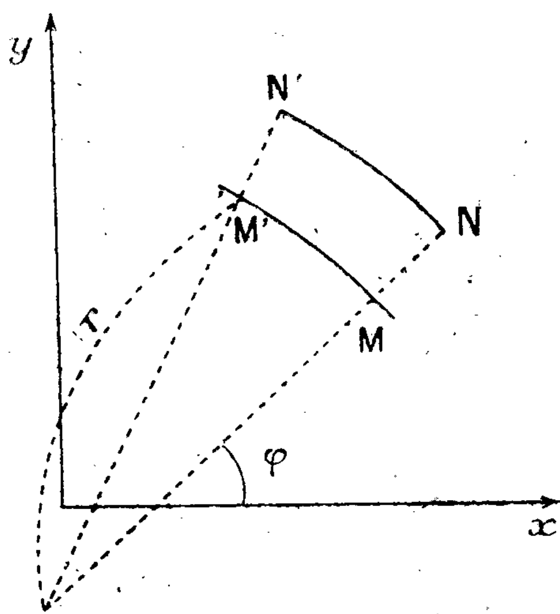
coefficient de convection moyen α_m

$$\alpha_m = \frac{4}{3}\lambda f\left(\frac{\nu}{a}\right)\sqrt[4]{\frac{g\beta\theta_1}{4\nu^2 H}}$$

(H, hauteur de la plaque; θ_1, excès de température de la plaque sur le milieu à l'infini, λ, ν et a ayant leur signification classique).

Dans le cas d'un cylindre vertical quelconque, définissons un point de la section horizontale par le rayon de courbure r et l'angle φ de la normale avec l'axe OX.

En prenant pour ligne de coordonnées des courbes parallèles à la section et l'ensemble des normales, l'équation du mouvement suivant OZ s'écrit, avec les



approximations habituelles et en négligeant les forces de viscosité qui s'exercent sur les parois du filet projeté en MN, M'N' et en désignant la vitesse par W

$$\rho W \frac{\partial W}{\partial z} = \rho g\beta\theta + \frac{\mu}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial W}{\partial r}\right).$$

Avec les mêmes approximations pour la température, l'équation de la chaleur s'écrit

$$\rho c W \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\lambda}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \theta}{\partial r}\right).$$

Ces équations diffèrent de celles du plan vertical en ce que les termes où interviennent λ et μ dépendent du rayon de courbure r. On peut les ramener à ces équations en introduisant une valeur fictive pour λ et μ qui tienne compte de cette courbure de la surface. La valeur fictive de λ se calcule en considérant la transmission par conductibilité pure à travers une lame d'air constituée par la couche limite autour du cylindre. Dans cette couche la température, en un point quelconque entre SS', est $\theta = \theta_1\Phi$, Φ étant la fonction harmonique dans le volume SS' qui prend, sur le cylindre S, la valeur 1 et, sur la surface S' (placée à une distance de S égale à la valeur moyenne de la couche limite), la valeur zéro, donc défini par des caractéristiques purement géométriques.

Le flux de chaleur par unité de surface est $Q_S = \lambda(d\theta/dn) = \lambda\theta_1 |d\Phi/dn|$.

Lorsque S et S′ sont deux plans PP′, distants de e, $Q_P = \lambda |\theta_1/e|$.

La conductibilité fictive, c'est-à-dire tenant compte de la courbure de la surface, sera définie par $\lambda' = \lambda e |d\Phi/dn|$, où e désigne l'épaisseur de la couche limite.

Par analogie, la viscosité fictive sera définie en considérant un mouvement de translation du cylindre défini par la section S′, suivant son axe, le cylindre S étant immobile.

La considération des forces de frottement sur les parois conduit à poser comme viscosité fictive $\mu' = \mu e |d\Phi/dn|$.

Si bien que le coefficient de convection moyen le long d'une génératrice devient, pour le cylindre vertical, en particulier pour un cylindre circulaire,

$$\alpha m = \frac{4}{3}\lambda f\left(\frac{\nu}{a}\right)\sqrt[4]{\frac{g\beta\theta_1}{4\nu^2 H}}\sqrt[2]{e\left|\frac{d\Phi}{dn}\right|}.$$

Dans le cas de l'air à la température ordinaire, le coefficient moyen pour le plan est

$$\alpha_{mP} = 4,8\sqrt[4]{\frac{\theta_1}{T_0 H}}\sqrt[2]{\frac{p}{p_0}}.$$

Par conséquent, pour le cylindre vertical circulaire, le long d'une génératrice

$$\alpha_{\text{m. cyl. vert.}} = 4,8\sqrt[4]{\frac{\theta_1}{T_0 H}}\sqrt[2]{\frac{p}{p_0}}\sqrt[2]{\frac{e}{R \operatorname{Log}\left(1+\frac{e}{R}\right)}},$$

R étant le rayon.

Des considérations physiques conduisent à prendre $e = 1^{cm}$. L'expression ainsi obtenue est en accord étroit (à 3 % près) avec les variations de α_m lorsque R varie de 7^{mm} à 100^{mm}, mesurées par Peclet et Koch.

LUMINESCENCE. — *Chimioluminescence ultraviolette par oxydation du carbone.* Note de MM. **René Audubert** et **Charles Racz**, présentée par M. Jacques Duclaux.

L'expérience montre que la combustion du carbone émet, à partir de 1000° C., un rayonnement ultraviolet décelable par des compteurs photoélectriques à CuI et assez intense pour se prêter à des mesures quantitatives.

L'étude photogénique de cette oxydation a été effectuée sur des filaments de carbone comprimé portés, grâce à un courant électrique, à une température allant de 1000 à 1300° C. (mesurée au moyen d'un pyromètre optique) dans un mélange d'oxygène à 5 % dans l'azote à des pressions comprises entre 50 et 200^{mm} de mercure. Les gaz circulaient dans la chambre de combustion à un débit de $5 \cdot 10^{-5}$ mol/g par seconde.

La luminescence ultraviolette observée ne peut en aucune manière être

attribuée au rayonnement du corps noir à la température considérée : elle est en effet, dans l'azote pur, beaucoup plus petite que dans le mélange oxydant; elle est également extrêmement faible quand on utilise, en atmosphère oxydante, un filament de platine ([1]).

L'étude spectrale a été faite en plaçant la réaction devant la fente d'entrée d'un monochromateur à optique de quartz à grande luminosité; un photocompteur à CuI, dont la courbe de sensibilité spectrale était préalablement déterminée, étant disposé devant la fente de sortie. A 1300° C. dans le domaine étudié (1900 à 2700 Å), le spectre est caractérisé par une intensité d'émission sensiblement constante. Par contre le spectre de l'incandescence dans l'azote pur à 1450° C. ([2]) correspond à une courbe croissant vers les grandes longueurs d'onde, d'une allure toute semblable à celle de la courbe du rayonnement du corps noir.

La mesure de la variation de l'intensité émise en fonction de la température du filament permet de déterminer l'énergie d'activation de la réaction photogénique liée au processus d'oxydation. Les courbes représentant cette variation satisfont à la relation d'Arrhenius $I = k e^{-E/RT}$, où I représente l'intensité de lumière émise proportionnelle à l'accroissement ΔN des décharges du compteur; E, l'énergie d'activation; R, la constante des gaz parfaits; T, la température absolue; on obtient en effet en portant en abscisses $1/T$ et en ordonnées $\log \Delta N$, une droite dont la pente permet de déterminer E. On trouve ainsi, pour 30 expériences, la valeur moyenne de l'énergie d'activation

$$E = 84\,000 \pm 4\,000 \text{ calories.}$$

Cette valeur est sensiblement la même que celle trouvée par L. Meyer ([3]) pour la réaction globale $3C + 2O^2 \rightarrow CO^2 + 2CO$, s'effectuant au-dessus de 1200° C.; pour expliquer ce fait, il faut supposer qu'à cette température l'oxygène forme avec le carbone une combinaison de surface dont la destruction constitue l'acte final de la combustion. Dans ces conditions les résultats que nous avons obtenus permettent de conclure que l'énergie d'activation, déterminée photogéniquement, correspond à la formation du complexe superficiel, l'émission étant probablement due au retour à l'état normal de molécules excitées de CO ou de CO^2, la formation du complexe étant sans doute le processus le plus lent.

([1]) Dans le vide, lorsque la pression devient assez petite pour rendre possible des phénomènes thermoioniques, on constate une émission secondaire due, sans doute, à l'excitation du verre par choc d'électrons. Aussi, pour éviter ces effets perturbateurs, nous sommes-nous placés à des pressions où ils ne pouvaient se manifester.

([2]) A la température de 1300° C., l'émission dans l'azote pur est trop faible pour pouvoir être mesurée.

([3]) *Z. physik. Chem.*, B, **17**, 1932, p. 385.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'application de la méthode de Scheffer-Kawalki à la détermination des coefficients de diffusion des substances dissoutes.* Note de Mlle **Marie Falinski**.

L'étude expérimentale de la diffusion en milieu liquide est d'un grand intérêt pour l'étude des substances complexes plus ou moins polymérisées, de nature colloïdale, électrolytes ou non. Un grand nombre d'auteurs se sont occupés de cette question, mais, même dans les cas les plus simples, les résultats obtenus manquent de précision. Un certain nombre d'incertitudes subsiste encore, en particulier au sujet de la variation des coefficients de diffusion en fonction de la température et de la concentration. Il paraît nécessaire de lever ces indéterminations dans les cas simples avant de passer à l'étude des corps plus complexes. C'est dans cette intention que j'ai étudié la diffusion de l'acide chlorhydrique en solution. J'ai adopté la méthode de Scheffer-Kawalki (1) en raison de sa relative simplicité. Elle consiste à disposer dans un flacon, au moyen d'un capillaire, une tranche de solution sous une colonne de hauteur triple de solvant, et à prélever, à la fin de l'expérience, 3 tranches de liquide, par déplacement avec la solution primitive plus dense. Les calculs élaborés à partir des lois simples de la diffusion (2) permettent de trouver le coefficient de diffusion si l'on connaît le carré de la demi-hauteur d'une couche, h^2 représentant la constante de l'appareil, et la répartition des concentrations dans les différentes couches, la teneur de la 4e étant calculée par différence. J'ai préféré prélever 6 couches d'égal volume au lieu de 3; cela m'a permis de tenir compte de la 4e et de vérifier que la teneur de la 6e égale celle de la solution primitive; j'ai retranché de la 4e la perte de substance éprouvée par la 5e; cette soustraction étant faite, l'ensemble des teneurs des 4 premières couches doit restituer la teneur de la solution primitive : ceci n'est vérifié, avec une erreur maximum de 2 à 3 millièmes par excès ou par défaut, que dans les cas favorables d'expérimentation. Dans les cas défavorables, on observe un excès de concentration qui peut dépasser 1 %. Un écart faible entre les valeurs extrêmes du coefficient de diffusion pour les différentes couches (qui peut être réduit à quelques millièmes ou même atteindre quelques % sans action sensible sur les valeurs moyennes) est aussi un indice de bonnes circonstances d'application de la méthode.

J'ai examiné l'influence des facteurs suivants : vitesse de déplacement des liquides dans les différentes phases de l'expérience, forme des appareils, durée

---

(1) J. D. R. Scheffer, *Zeits. physik. Chem.*, **2**, 1888, p. 390; W. Kawalki, *Ann. physik Chem.*, **52**, 1894, pp. 166 et 190. Voir l'article sur la diffusion dans les liquides de J. Duclaux, *Traité de Chimie-Physique*, **2**, Chap. I, 1936.

(2) Fick, *Pogg. Annalen*, **94**, 1855, p. 59; J. Stefan, *Sitz. Wiener Akad.*, **77**, II, 1878, pp. 371 et 957; **79**, II, 1879, p. 161.

de diffusion, concentration des solutions, température. Certains appareils donnent des résultats plus réguliers que d'autres, suivant le soin apporté à leur construction; ceux de constante plus élevée fournissent des résultats plus réguliers mais un peu plus forts. Les résultats sont particulièrement nets avec l'acide chlorhydrique 0,5 *n* diffusant dans l'eau, qui offre l'avantage : 1° de permettre d'appliquer les méthodes analytiques rapides de l'alcalimétrie dans les limites où elles sont précises; 2° de fournir des résultats ne variant pas sensiblement avec le temps; 3° de présenter une différence de densité suffisante avec l'eau, pour la constitution d'une surface de séparation nette entre les deux liquides. L'erreur probable est de 0,5 %, avec un écart maximum possible de 1 % par rapport à la valeur moyenne. Avec des solutions chlorhydriques plus diluées les résultats ne sont plus aussi réguliers. Ce fait est dû à la difficulté qu'il y a à constituer une surface de séparation très précise, à cause de la plus faible différence de densité avec l'eau, et à l'inexactitude des dosages pour de faibles teneurs de substance.

Dans le cas des solutions chlorhydriques normales ou deux fois normales mises en présence d'eau, les nombres varient en fonction du temps par suite de lavariation prononcée du coefficient de diffusion avec la concentration.

La précision analytique, insuffisante quand on opère avec des solutions concentrées de teneur voisine, fait que les résultats sont aussi moins réguliers.

Les nombres suivants, exprimés en cm²/jour et ramenés à 16°, représentent la moyenne générale des coefficients de diffusion ainsi déterminés.

Concentration des deux liquides primitifs.	D cm²/jour	
	$h^2 \simeq 1$.	$h^2 \simeq 0,28$.
ClH 0,01 *n* diffusant dans l'eau	2,25	–
ClH 0,1 *n* » »	2,19	2,16
ClH 0,5 *n* » »	2,18	2,14
ClH *n* » »	2,20	2,17
ClH 2*n* » »	2,30	2,25
ClH *n* » dans ClH 0,5 *n*	2,39	–
ClH 1,5 *n* » » ClH *n*	2,57	–
ClH 2*n* » » ClH 1,5 *n*	2,87	2,74
ClH 5*n* » » ClH 4,5 *n*	4,2	–

CHIMIE PHYSIQUE. — *Chaleur de formation du bicarbonate de lithium à l'état dissous.* Note de Mlle **Lucienne Lagarde**, présentée par M. Charles Fabry.

L'existence de CO^3LiH en solution a été démontrée (¹), en utilisant la loi de Guldberg et Waage. La fixité de la constante d'équilibre avait été vérifiée à la température de 16°,5. Cette constante a pour expression

$$\frac{[CO^3LiH]^2}{[CO^2][CO^3Li^2]} = K \quad \text{ou encore} \quad \frac{[CO^3LiH]^2}{A.P.[CO^3Li^2]} = K_1,$$

(¹) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 810.

P étant la pression de CO^2 supportée par la solution, A le coefficient de relargage de ce gaz par les sels dissous, λ le coefficient d'absorption de Bunsen pour le gaz carbonique; comme $[CO^2] = A.\lambda.P$, les constantes K et K_1 sont liées par la relation $K_1 = \lambda.K$.

De la variation de la constante K avec la température, j'ai pu déduire la chaleur de formation de CO^3LiH. Les expériences qui avaient été faites à 16°,5 ont été complétées par d'autres à 0°. Ces dernières, en tous points analogues à celles effectuées à 16°,5, ont fourni les résultats consignés dans le tableau ci-dessous ($t = 0°$).

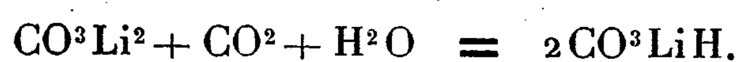
P en mm. de Hg.	[Li] total.	$[CO^2]$ libre $+[CO^3LiH]$.	A.	$[CO^2]$ libre.	$[CO^3LiH]$.	$[CO^3Li^2]$.	K_1.
0	0,413	0	1		0	0,2065	
↓ 15,5	0,768	0,305	0,710	0,0011	0,608	0,080	0,420
↓ 32,5	0,873	0,3825	0,680	0,002225	0,760	0,0615	0,425
↓ 59,5	1,010	0,456	0,645	0,00389	0,904	0,053	0,423
↑ 104,5	1,150	0,5385	0,607	0,00638	1,064	0,0435	0,418
↓ 160,5	1,276	0,6095	0,578	0,00933	1,201	0,0375	0,418
↑ 259,6	1,430	0,700	0,552	0,01450	1,371	0,0295	0,443
↑ 276,6	1,460	0,715	0,544	0,0151	1,400	0,030	0,435
↓ 335	1,531	0,755	0,528	0,0178	1,475	0,0280	0,440
↓ 512,4	1,687	0,8445	0,499	0,0257	1,638	0,0255	0,428
↓ 708	1,824	0,924	0,470	0,0335	1,781	0,0215	0,443

On constate donc encore à cette nouvelle température la constance de K_1. Quand la pression s'élève de 15^{mm} à 708^{mm}, c'est-à-dire varie dans le rapport 1 à 47, l'écart maximum avec la valeur moyenne de K_1 est seulement de 3,5 %. Il en résulte que

	K_1.	λ.	K.
à 16°,5...........	0,195	1,02	0,192
0°.............	0,428	1,713	0,250

La valeur de K croît quand la température s'abaisse.

On peut alors calculer la quantité de chaleur Q dégagée dans la formation d'une molécule de CO^3LiH à l'état dissous par la réaction



$$CO^3Li^2 + CO^2 + H^2O = 2CO^3LiH.$$

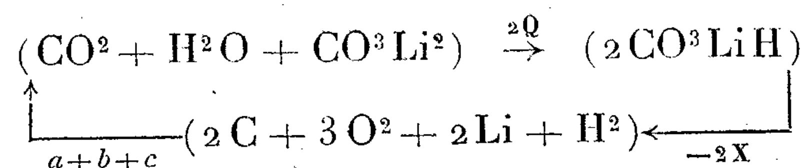
Dans le faible intervalle de température de 0° à 16°,5, la thermicité de la réaction peut être supposée constante, et il est possible de confondre la dérivée $(d\,\mathrm{Log}K/dt)$ avec le quotient de la variation de LogK par l'écart de température (soit 16°,5).

Les valeurs obtenues dans nos expériences donnent ainsi

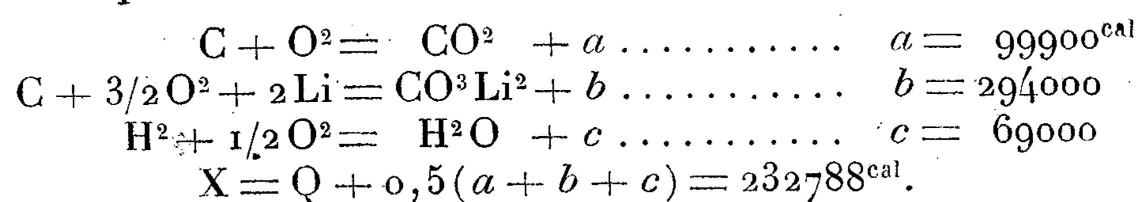
$$Q = -\frac{1}{2}\cdot\frac{R.T^2}{J}\cdot\frac{d\,\mathrm{Log}K}{dt} = 1338 \text{ petites calories.}$$

On peut, d'autre part, calculer la chaleur de formation X du bicarbonate de

lithium à partir de ses éléments. Soit le cycle de réactions



où a, b, c sont les quantités de chaleur dégagées dans les réactions



$$C + O^2 = CO^2 + a \ldots\ldots\ldots \quad a = 99900^{cal}$$
$$C + 3/2\,O^2 + 2\,Li = CO^3Li^2 + b \ldots\ldots\ldots \quad b = 294000$$
$$H^2 + 1/2\,O^2 = H^2O + c \ldots\ldots\ldots \quad c = 69000$$
$$X = Q + 0,5(a + b + c) = 232788^{cal}.$$

Muller [2] a donné une valeur de X déduite d'une méthode basée sur la mesure des chaleurs de neutralisation, par un même acide fort, d'une part de la lithine dissoute, d'autre part d'une solution de carbonate de lithium saturée de gaz carbonique sous la pression atmosphérique. Mes expériences ont montré, ce que l'auteur supposait sans le justifier, que, pour une telle pression, le carbonate de lithium se retrouve presque intégralement à l'état de bicarbonate (2,8 % seulement restent à l'état de CO^3Li^2). Par suite sa détermination est très sensiblement correcte; elle donne comme valeur $X = 232600^{cal}$, nombre qui est en bon accord avec le nôtre, étant données les erreurs possibles dans ces mesures.

La concordance de ces résultats constitue une vérification intéressante, soit du principe même de la méthode que j'ai utilisée pour démontrer l'existence du bicarbonate de lithium, soit de la conclusion à laquelle j'étais arrivée touchant la transformation du carbonate neutre en carbonate acide sous l'influence de l'acide carbonique en grand excès.

CHIMIE MINÉRALE. — *Formule développée de l'acétate complexe de glucinium.* Note de Mlle **Marie-Louise Quinet**, présentée par M. Pascal.

L'acétate *basique* de glucinium $(CH^3CO^2)^6Be^4O$ [Urbain et Lacombe, puis G. B. Field [1]], est, d'après ces auteurs, insoluble dans les acides et dans les bases. Il n'en a jamais été donné de formule développée.

Celle-ci doit pourtant montrer que le glucinium est dissimulé; d'autre part l'examen de ce complexe aux rayons X, fait par W. Bragg et G. T. Morgan [2], montre une distribution tétraédrique des valences de glucinium. On peut donc l'écrire

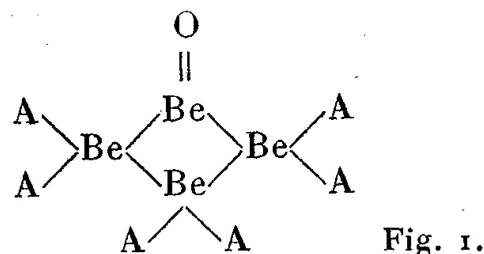


Fig. 1.

où A représente (CH^3CO^2) et où le glucinium serait tétracoordiné.

---

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 15, 1888, p. 517.

(1) *J. Am. Chem. Soc.*, 61, 1939, p. 1817.

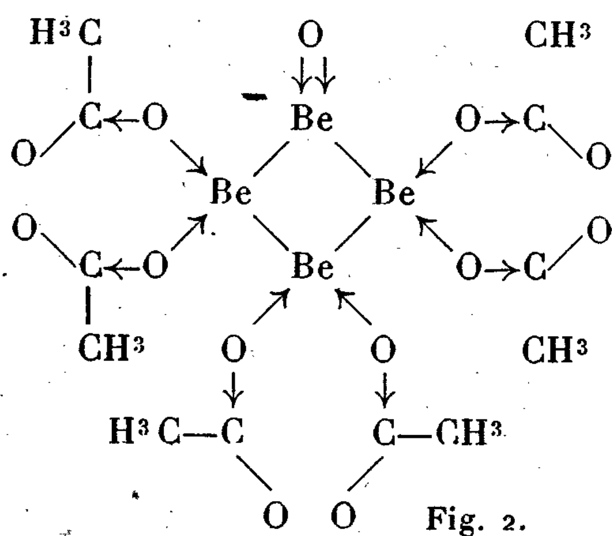
(2) *Proc. Roy. Soc.*, A, 104, 1923, p. 437.

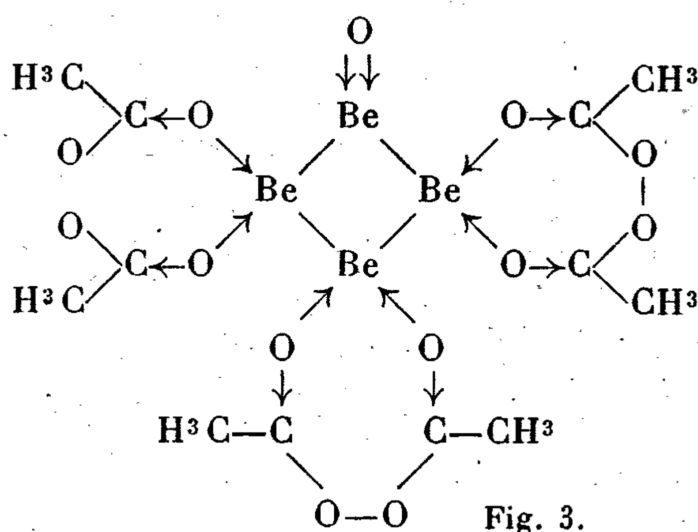
Mais cette formule soulève plusieurs difficultés. Le glucinium n'a que deux électrons de valences. Ces deux électrons servant à faire les liaisons avec 4 glucinium entre eux, il n'y a donc plus d'électrons pour réunir les liaisons avec les groupes (CH^3CO^2).

D'autre part les groupements (CH^3CO^2) n'existent certainement pas, dans ce composé, à l'état d'ions monovalents, puisque les acides ne l'attaquent pas, même à la température de 100°.

Il faut donc concevoir des liaisons semi-polaires où l'oxygène serait *donneur* vis-à-vis de glucinium *accepteur* : le glucinium aurait une coordinence de 6 et non de 4, comme il a été admis jusqu'à présent, et certains atomes d'oxygène seraient deux fois donneur (*fig.* 2).

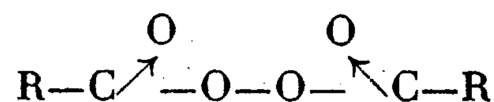
Dans le groupement $Be \leftarrow O \rightarrow C\langle^{CH^3}_{O}$, le second oxygène garde un électron solitaire; il est possible qu'il forme avec l'oxygène du même groupement voisin $Be \leftarrow O \rightarrow C\langle^{O}_{CH^3}$ une liaison de covalence. La formule s'écrirait alors (*fig.* 3)


Fig. 2.


Fig. 3.

Quant à l'oxygène, qui est seul combiné au glucinium, on peut : soit admettre qu'il ne soit qu'une fois donneur, et alors cet atome de glucinium serait tétracoordiné, alors que les trois autres seraient hexacoordinés; soit, mieux, admettre qu'il donne, avec cet atome de glucinium, deux liaisons semi polaires. Tous les atomes de glucinium seraient ainsi hexacoordinés.

Il se formerait ainsi des cycles à 7 atomes dont la stabilité est assez grande. On voit de plus apparaître dans ce schéma la structure



des peroxydes, corps très instables, ce qui explique les réactions parfois explosives que j'ai signalées dans la préparation de ce corps ([3]).

La formule que je propose permet d'établir, en outre, la constitution de nombreux sels basiques de glucinium déjà préparés et, en particulier, celle de

([3]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 675.

l'acétate que j'ai obtenu ([3]), de formule $(CH^3CO^2)^2Be, 3BeO$ qui s'écrit

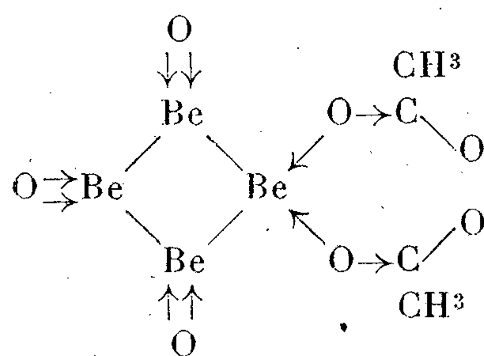


Fig. 4.

où les atomes de glucinium sont toujours hexacoordinés.

CHIMIE MINÉRALE. — *Cristallisation du soufre insoluble.* Note de MM. **Charles Dufraisse, Christian Pinazzi** et **Jean Baget**, présentée par M. Marcel Delépine.

La catalyse positive par le rubrène de la formation photochimique du soufre insoluble nous procurait un moyen nouveau d'agir sur cette transformation; nous avons recherché si elle ne nous permettrait pas d'obtenir pour la première fois en cristaux cette forme allotropique de l'élément, qui n'était connue jusqu'ici qu'à l'état amorphe.

Nous nous sommes inspirés des résultats inédits d'expériences effectuées par l'un de nous sur la cristallisation de l'or. On obtient en effet ce métal en cristaux de formes géométriques parfaites, tétraèdres entre autres, en réduisant le chlorure dans un gel d'acroléine ([1]). Cette cristallisation avait été attribuée à un retard imposé par la texture du milieu à la précipitation du métal, ce qui donnait aux molécules le temps de s'orienter suivant le réseau cristallin. Nous avons essayé de voir si le même résultat ne serait pas obtenu dans la précipitation photochimique du soufre.

Effectivement, si l'on irradie une solution sulfocarbonique de soufre contenant un peu de rubrène et assez de caoutchouc pour immobiliser le liquide, on constate un ralentissement de la transformation photochimique, et le soufre se dépose en cristaux.

La principale difficulté du travail a consisté à extraire ces cristaux en un état satisfaisant de pureté. La lumière produit en effet une certaine vulcanisation du caoutchouc, qui le rend insoluble dans tous les solvants. Nous avons, tout d'abord, éliminé cet ingrédient par voie chimique. Le choix du procédé était limité, puisque les réactifs dégradant le caoutchouc, comme les oxydants, attaquent également le soufre. On a utilisé l'ozone en tétrachlorure de carbone.

Par la suite, nous avons trouvé fortuitement dans l'huile de cèdre un réactif

---

([1]) On a réalisé également une cristallisation de l'or en gel de silice (H. N. Holmes, *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, **43**, 1928, p. 271).

peptisant, qui désagrège à la longue le caoutchouc vulcanisé et permet de l'enlever par l'action ultérieure d'un mélange approprié de solvants.

Dans ces manipulations, deux précautions particulières étaient à prendre : éviter de briser les cristaux, qui sont très friables, et se mettre à l'abri de toute matière insoluble, dont l'élimination n'est pas possible, ce qui obligeait à purifier préalablement le caoutchouc.

Voici un type de technique :

Les irradiations étaient effectuées à l'abri de l'air, sur un mélange de soufre, de caoutchouc purifié et de rubrène, dans les proportions respectives de 200, 100 et 2 grammes par litre de solution en CS^2. La masse était exposée à la lumière diffuse deux ou trois jours.

Le traitement consistait en lavages nombreux et prolongés par CS^2, suivis d'une macération de quelques jours dans l'huile de cèdre; après quoi on lavait avec des mélanges à base d'éther de pétrole et de tétraline. Ce traitement était repris plusieurs fois.

Les progrès de la purification étaient suivis par l'analyse; on est arrivé ainsi à des titres en soufre de l'ordre de 98,6 %, teneur suffisante pour affirmer que les cristaux étaient formés de soufre élément et non pas d'un composé sulfuré.

D'autres épaississants ont été essayés : opanol, chlorocaoutchouc, métastyrolène. Les résultats ont été moins bons qu'avec le caoutchouc.

La cristallisation du soufre insoluble présente quelques particularités constantes, que l'on observe dans les reproductions photomicrographiques ci-jointes, prises *in situ* dans le gel. On voit apparaître d'abord des cristaux transparents, anisotropes, de forme caractéristique en rectangles avec deux côtés arqués, figurant un profil de tonnelet (*fig.* 1), puis l'accroissement se

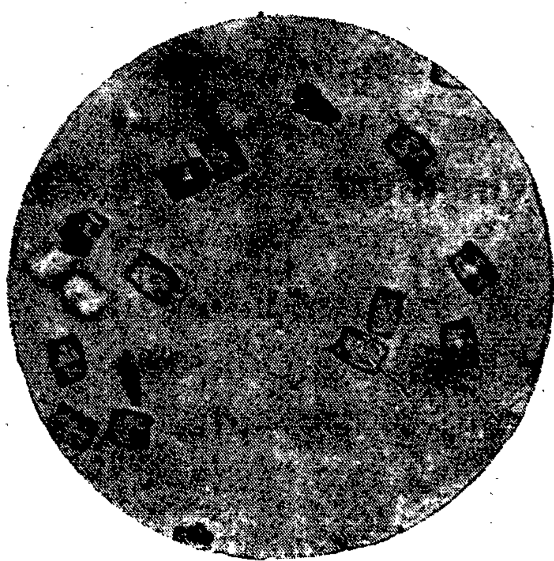


Fig. 1.

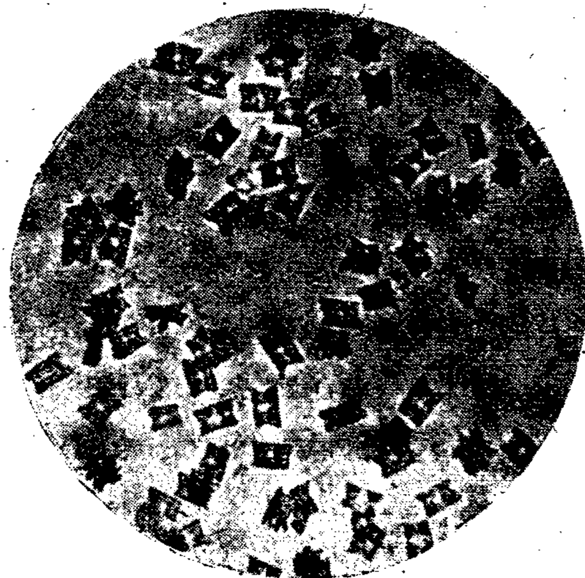


Fig. 2.

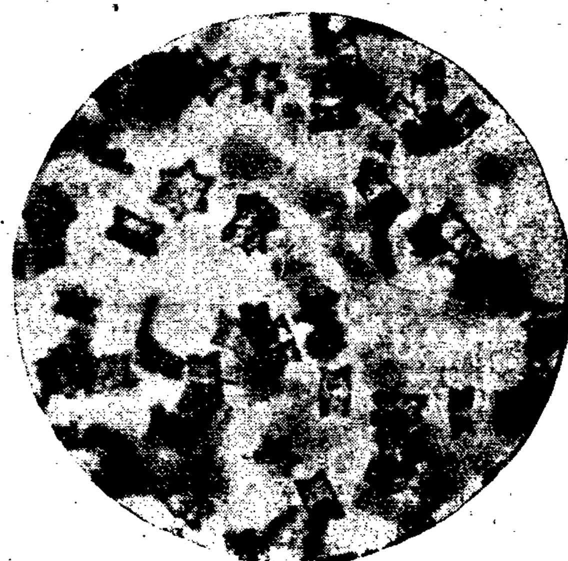


Fig. 3.

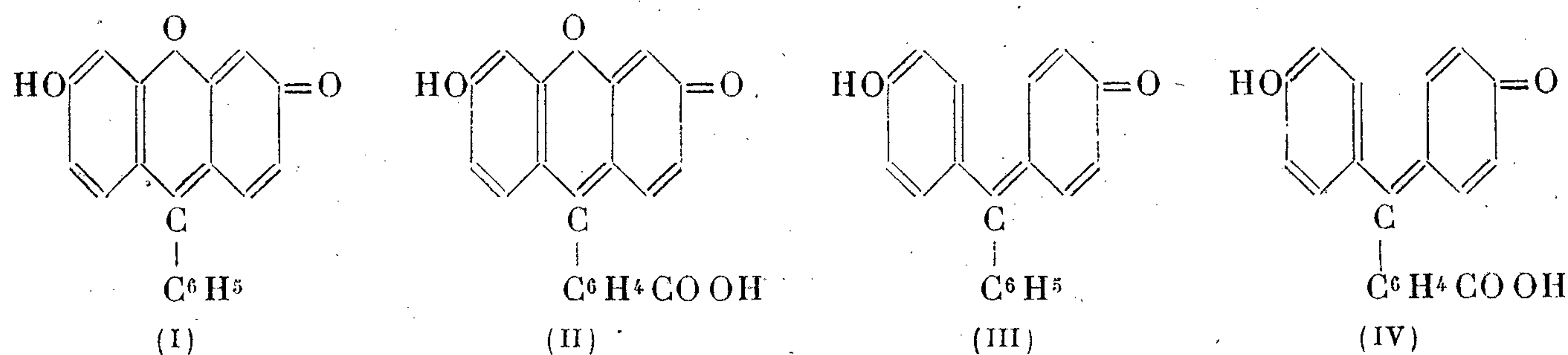
produit plus activement par les sommets, d'où résultent progressivement des formes en rectangles échancrés (*fig.* 2); après quoi la régularité se brouille par développement désordonné. On observe souvent des macles en étoile à six branches (*fig.* 3) et, plus rarement, en croix. Les cristaux, au moins au début, sont des lames qui, vues sur la tranche, sont en courtes aiguilles; avant brouillage de la régularité de croissance, leurs dimensions sont de l'ordre de quelques centièmes de millimètre.

Nous nous occupons de déterminer quelques constantes physiques des cristaux de soufre insoluble.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Existence de formes tautomères, colorées en lumière visible, des dérivés hydroxylés du phénylxanthène.* Note de Mme **Pauline Ramart-Lucas**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Bien que l'étude de la structure des dérivés hydroxylés du xanthène (résorcine benzéine, fluorescéine, éosine) ait donné lieu depuis plus d'un demi-siècle à de nombreuses recherches, l'existence de formes tautomères colorées de ces substances n'avait pas même été envisagée.

Or il a été récemment établi (¹) que les benzaurines, phtaléines, sulfonaphtaléines... peuvent, en milieu neutre, prendre trois formes colorées dans le visible, transformables les unes en les autres réversiblement (formes désignées par A, B, B′). Les corps de la première série tels que la résorcine benzéine (I), la fluorescéine (II), ne diffèrent de ceux de la seconde benzaurine (III), phénolphtaléine (IV) que par la présence, dans leur molécule, d'un atome d'O liant deux des noyaux aromatiques.



D'après ce que l'on connaît des relations entre la structure des corps organiques, leur comportement chimique et leurs spectres d'absorption, il était à penser qu'à cette parenté de structure doit correspondre une analogie à la fois dans leurs absorptions et dans leurs possibilités de métamorphoses.

Cette hypothèse s'est trouvée vérifiée pour tous les corps étudiés. Il ne sera exposé ici que ce qui concerne (I), corps le plus simple des colorants hydroxylés du phénylxanthène. L'analyse spectrale de ce composé et de ses éthers, effectuée dans des conditions très variées de solvants et de dilutions, a donné des résultats qui permettent d'énoncer les conclusions suivantes :

1° *La résorcine benzéine et ses dérivés possèdent les mêmes possibilités de métamorphoses que les corps des séries* (III) *et* (IV). *Ils peuvent, dans les solvants neutres, exister sous trois formes tautomères* (*également désignées par* A, B, B′), *colorées dans le visible.*

Toutes choses égales par ailleurs, la présence de l'O pontal a seulement pour effet de modifier la façon dont l'équilibre se trouve déplacé suivant le milieu.

(¹) Mme Ramart-Lucas, *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 67 et p. 244; *Bull. Soc. Chim.*, **9**, 1942, p. 928; **10**, 1943, pp. 127, 125, 279, 282 et 290; *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 24.

Dan toutes les solutions neutres étudiées, les trois formes coexistent et (contrairement à ce qui se passe dans la série du triphénylméthane), leur équilibre varie peu quand on change le solvant et la dilution.

2° *Lorsque la benzaurine et la résorcine benzéine se trouvent sous une même forme, les bandes d'absorption qui caractérisent les spectres de ces deux corps ont tout à fait la même allure.* On note seulement que, si l'on passe de (I) à (III), l'absorption est déplacée vers le rouge, et les positions respectives des bandes sont modifiées.

Dans le tableau suivant sont indiquées les positions des maxima d'absorption des bandes exprimés en fréquence $\nu . 10^{-12}$, qui forment le spectre de la résorcine dans divers milieux et les formes dont la présence a pu être nettement établie par l'analyse spectrale.

Solvant.	Normalité.	Formes présentes,	600 700 800 900 1000 $\nu . 10^{-12}$
Dioxane........	N/2000	A, B, B'	
$CHCl^3$............	»	A, B, B'	
CH^3OH...........	»	A, B, B'	
CH^3CH^2OH........	»	A, B, B'	
»	N/20 000	A, B, B'	
NaOH alc.........	»	—B—	
» aq.........	»	—B—	
CH^3CO^2H..........	N/2000	A, B—	
»	N/20 000	A, B—	
$CH^3OH + ClH$.....	N/2000	——B'	
»	N/20 000	——B	
$CH^3CH^2OH + ClH$..	N/2000	——B'	
» ..	N/20 000	——B'	
SO^4H^2............	»	——B'	
			600 700 800 900 1000 $\nu . 10^{-12}$

▬▬ forme A ; ▬ ▬ forme B ; ▪▪▪ forme B'.

En définitive l'analyse spectrale de la résorcine benzéine, corps le plus simple des colorants hydroxylés du phénylxanthène, est susceptible d'exister sous trois formes colorées dans le visible, transformables les unes en les autres réversiblement. Comme dans le cas des dérivés hydroxylés du triphénylméthane, l'équilibre est déplacé en faveur de B en milieu alcalin et en faveur de B′ en présence d'acide fort. Le spectre de la forme A n'a pu être obtenu à l'état pur.

OCÉANOGRAPHIE. — *Sur les conditions du dépôt de la tangue dans la baie du Mont-Saint-Michel.* Note de MM. **Jacques Bourcart, Jean Jacquet** et **Claude Francis-Bœuf.**

La tangue, dont nous avons défini ([1]) la nature lithologique, est le seul dépôt qui comble la vaste baie du Mont-Saint-Michel. L'épaisseur actuelle d'après divers sondages en est considérable. Elle dépasse de beaucoup celle des sables de plage, qui ne paraît par dépasser, sur l'estran, 1^{m} et même le plus souvent 50^{cm}. Il est d'ailleurs possible que, dans la baie, on puisse retrouver, sous l'actuelle, des tangues plus anciennes, comme c'est le cas, à l'intérieur, dans le marais du Mont-Dol ([2]), où plusieurs couches de tangue flandriennes sont séparées par des sols de végétation.

Le dépôt se fait actuellement très en amont dans l'estuaire des rivières, jusqu'aux limites de la marée dynamique. L'étude des constituants microscopiques et macroscopiques du produit nous a montré que l'on doit rechercher son origine au large de la grève actuelle. L'apport ne peut donc se faire que par des courants érodant en profondeur, c'est-à-dire des courants de marée. Les courants de vagues latéraux, qui devraient apporter des matériaux d'origine fluviale et continentale, des débris de coquilles de Gastéropodes littoraux ou de l'*algon* ([3]) provenant des prairies d'algues de la côte malouine, n'y jouent qu'un rôle restreint.

La baie est donc une zone en voie de colmatage par des produits *marins*. L'importance de l'apport y dépasse celle de l'ablation. Ceci s'explique en partie par le fait que la tangue résiste mieux à l'érosion en surface qu'un matériau granulaire sans cohésion propre comme le sable. Abandonnée à sec, et toujours contrairement au sable, elle résiste encore à l'érosion, surtout éolienne. Son comportement, dans les parties hautes, est presque analogue à celui d'un calcaire. Ces parties sont les *herbus* (ou butins) recouverts d'une végétation phanérogamique halophile, parcourus par des sortes de marigots en forme de cañons : les « *criches* » débutant par un cirque de source. En amont de ces cirques, on peut souvent encore observer un cours souterrain, marqué par de petits entonnoirs d'effondrement. Ce modelé indique, outre la grande cohésion du sédiment, une importante perméabilité.

([1]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 469.
([2]) Georges Dubois, *Thèse* (*Mém. Soc. Géologique du Nord*, 2, 1, 1924, pp. 247-249).
([3]) Jacques Bourcart, *Comptes rendus*, **209**, 1939, p. 542.

L'herbu est séparé de la grève lisse, nue, que l'on peut appeler *tanguaie*, par une petite falaise verticale, haute de 30^{cm} à 1^{m}, comparable au rebord qui sépare *schorre* et *slikke* dans les baies et estuaires envasés. La partie supérieure de la tanguaie est quelquefois parsemée de pieds de *Suaeda*, *Salicornia* et *Spartina Townsendi*.

Un rebord intermédiaire sépare parfois cette zone de la partie inférieure. L'un et l'autre de ces talus correspondent à une ligne où s'arrêtent des marées de deux types de hauteur. Mais, pour comprendre la formation de cette microfalaise, qui est une encoche sculptée par l'ablation marine dans le sédiment, il est nécessaire, croyons-nous, comme dans le cas d'une falaise rocheuse, de supposer que la tangue a pris, un moment donné, une pente plus forte que celle qui permettait son accumulation. Cette nouvelle pente peut s'expliquer par un relèvement vers l'intérieur de la partie supérieure de la zone de dépôt, actuellement conservée sous la forme des herbus, et même des polders et des marais. On pourrait trouver une indication d'un abaissement corrélatif de la tanguaie vers la mer dans le fait que la tangue se poursuit, très probablement, bien au delà du niveau des plus basses mers. En effet les Pholades, dont les coquilles sont rejetées en nombre considérable à la côte, ne vivent pas dans le sable, mais uniquement dans des roches calcaires (qui manquent complètement ici) ou dans des formations rigides comme la vase ou la tangue.

La tangue, comme nous l'avons déjà dit, est déposée en *lits* réguliers, séparés par des *joints* qui correspondent chacun à une émersion (4). L'épaisseur de chaque lit mesure l'apport d'une marée. Sur le talus de l'herbu, ainsi que sur les parois des criches, ces lits sont groupés, et chaque groupe séparé par un joint plus large. Le groupe correspond probablement à une série de marées de vive-eau, l'intervalle à une dessiccation plus accentuée du sédiment pendant la longue période d'émersion en morte-eau. Il serait donc possible d'évaluer la quantité de tangue déposée annuellement en chaque point.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action de l'acide ascorbique sur la teneur en histamine de l'organisme. Mécanisme de cette action.* Note (1) de MM. **André Sévin** et **Jean Lavollay**, présentée par M. Maurice Javillier.

L'histamine se forme normalement dans l'organisme par décarboxylation de l'histidine. Si l'on fait ingérer à un cobaye une grosse quantité d'histidine, on trouve, dans ses urines, une quantité importante d'histamine. Dans certains cas (surtout lorsque la destruction enzymatique de l'histamine est bloquée), la production d'histamine peut être telle qu'elle entraîne la mort de l'animal. Parmi les lésions qui apparaissent à l'autopsie, on doit noter de nombreuses hémorragies, en particulier du tube digestif.

---

(4) Jacques Bourcart, *C. R. somm. Soc. Géol. France*, séance du 24 avril 1944.

(1) Séance du 1er mai 1944.

De tels phénomènes hémorragiques constituent une des manifestations essentielles du scorbut. Nous nous sommes donc demandé si, dans la carence en vitamine C, il n'existe pas une hyperproduction d'histamine responsable de ces phénomènes.

Afin d'essayer de vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé l'expérience suivante.

Deux cobayes normaux reçoivent un régime riche en acide ascorbique; on fait ingérer à chacun 300^{mg} de chlorhydrate de *l*-histidine et 300^{mg} de chlorhydrate de *l*-putrescine dissous dans 5^{cm^3} d'eau (la putrescine inhibe l'histaminase qui détruirait l'histamine au fur et à mesure de sa formation) ([2]). On recueille les urines pendant 24 heures et on y dose, sur l'intestin isolé de cobaye, l'histamine éliminée, soit 325^{γ} ($9,1\ \gamma/cm^3$). Les animaux sont ensuite mis au régime scorbutigène (Shermann). Après 22 jours, la même épreuve donne une élimination de 70^{γ} d'histamine (soit $2,5\ \gamma/cm^3$).

D'autres cobayes, ayant un régime pauvre en vitamine C, éliminent, après traitement à l'histidine-putrescine, $125\ \gamma/24$ heures ($2,7\ \gamma/cm^3$) et, après avoir reçu chacun, en 3 jours, 60^{mg} d'acide ascorbique (injections intra-péritonéales) 280^{γ} ($10\ \gamma/cm^3$) après la même épreuve.

D'autre part le dosage de l'histaminémie ([3]) chez des cobayes normaux a toujours donné des chiffres plus élevés ($0,54$, $0,55$, $0^{mg},58$ ‰) que chez les scorbutiques (0,23; carence de 4 semaines); 0,31-0,28 (3 semaines); 0,47 (15 jours). (On obtient des résultats de même ordre en dosant l'histamine contenue dans les organes) ([4]).

Ces résultats sont contraires à notre hypothèse de départ. Afin d'élucider le mécanisme de cette action de la vitamine C, nous avons étudié l'influence de l'acide ascorbique sur les enzymes réglant la teneur de l'histamine dans l'organisme : histaminase et décarboxylase de l'histidine.

L'histaminase utilisée était le *Torantil Bayer*, dilué de façon à avoir 1 unité par cm^3. A 1^{cm^3} de solution de *Torantil* on ajoute l'acide ascorbique et le tampon phosphaté de pH 7,4 jusqu'à un volume total de 6^{cm^3}. On porte au bain-marie à 38°. Après 15 à 20 minutes on ajoute 100^{γ} d'histamine. Quatre heures après, on dose, sur l'intestin isolé du cobaye, l'histamine restant dans la solution. On trouve une inhibition d'oxydation qui est de 5 % avec 1/100 mg, atteint 15 % avec 5/100 mg, 20 % avec 1^{mg} et 40 % avec 5^{mg}. Pour des concentrations en acide ascorbique correspondant à plus de 5^{mg}, l'inhibition n'est que très peu augmentée ([5]).

([2]) E. Werle, *Biochem. Z.*, 311, 1942, pp. 270-286.

([3]) Barsum et Gaddum, modifié par Code, *J. Physiol.*, 89, 1937, p. 257.

([4]) J. L. Parrot a déjà obtenu des résultats analogues (communication personnelle).

([5]) La quantité d'acide ascorbique restant après 3 heures est les 7/10 environ de la quantité ajoutée.

Pour l'étude de la décarboxylase de l'histidine, nous avons opéré de même, mais en prolongeant l'expérience pendant 20 à 40 heures et en employant comme extrait diastasique le liquide de centrifugation, obtenu après broyage de foie ou de rein de cobaye avec du sable et extraction par l'eau ou par la solution de tampon phosphaté (pH 7,4).

A 1^{cm^3} d'extrait on ajoute de la putrescine (0,015 mol), l'acide ascorbique et le tampon (volume total, 6^{cm^3}). Après 15 minutes au bain-marie à 38°, on ajoute 10^{mg} d'histidine. On dose, sur l'intestin isolé de cobaye, l'histamine produite en fin d'expérience.

L'enzyme est activé par les petites doses d'acide ascorbique, le rendement étant environ doublé pour 5/100 mg (0,000044 mol); puis la production d'histamine décroît au fur et à mesure que la concentration de l'acide ascorbique augmente; elle est sensiblement égale à celle des témoins pour 5^{mg} (0,0044 mol). Pour des doses plus élevées, il y a inhibition, qui est totale pour 20^{mg} (0,0176 mol) [6].

En résumé, nos expériences établissent, 1° qu'aux concentrations physiologiques l'acide ascorbique active la décarboxylase de l'histidine; 2° que, dans les mêmes conditions, l'histaminase est partiellement inhibée; 3° que la production d'histamine *in vivo* est favorisée par la vitamine C; 4° que la quantité d'histamine existant dans l'organisme augmente en fonction de l'acide ascorbique; 5° qu'on ne peut, par conséquent, pas rendre l'histamine responsable des phénomènes hémorragiques du scorbut.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur les conditions de production des gommes solubles et insolubles.* Note de M. **Louis Lutz**, présentée par M. Maurice Javillier.

J'ai montré, depuis plusieurs années, les relations qui existent entre la production des gommes pathologiques et le développement de nombreux Champignons lignicoles. Une question se posait cependant : pourquoi certains arbres sécrètent-ils des gommes solubles et d'autres des gommes insolubles ?

Pour la résoudre j'ai ensemencé, à l'aide de Champignons variés, des bois choisis parmi ceux produisant normalement des gommes solubles (Acacias gommiers) ou des gommes insolubles. Les cultures ont été prolongées pendant des temps variant entre 4 et 8 ans. Certaines ont été faites sur des bois simplement imbibés d'eau à refus et maintenus dans des tubes à pomme de terre garnis d'eau dans l'ampoule inférieure, puis capsulés à l'étain; d'autres éprouvettes ont été au préalable entourées d'un manchon de *Sphagnum*, suivant la technique que j'ai employée précédemment.

La plupart des échantillons ont donné lieu à une abondante production de

(6) La quantité d'acide ascorbique restant après 20 heures est les 6/10 environ de la quantité ajoutée.

gommes : celles-ci, de même que l'eau renfermée dans l'ampoule inférieure des tubes, ont été essayées au point de vue de leur solubilité. Parmi les plus caractéristiques, je citerai :

Acacia Verek, bois ensemencé par *Xanthochrous hispidus,* 28/6 1936-20/7 1943. Gomme insoluble (à peine traces de gomme soluble).

Acacia Verek, aubier et écorce, *Leptoporus adustus,* juin 1936-juillet 1945. Gomme insoluble (traces indosables de gomme soluble).

Acacia Verek, aubier, *Asterula gummipara,* 28/6 1936-juillet 1943. Il n'apparaît pas de masse gommeuse insoluble à la surface du bois ou dans le liquide baignant l'éprouvette, mais ce dernier précipite copieusement par l'alcool : gomme soluble.

Acacia Seyal, écorce, *Xanthochrous hispidus,* 27/3 1935-17/6 1943. Gomme entièrement insoluble.

Acacia Seyal, bois, *Trametes gibbosa,* avril 1938-juillet 1943. Gomme presque entièrement insoluble (traces de gomme soluble).

Acacia mollissima, écorce et bois, *Xanthochrous hispidus,* 10/5 1935-2/8 1943. Gomme insoluble, fortement colorée par le tanin oxydé; l'alcool produit, dans le liquide baignant l'éprouvette, un très léger précipité de gomme soluble.

Hêtre, bois, *Fomes fomentarius,* gomme entièrement insoluble.

Hêtre, bois, *Dædalea quercina,* gomme entièrement insoluble.

Robinia pseudo-Acacia, bois, *Xanthochrous hispidus,* 4/9 1940-9/3 1944. Gomme insoluble.

Platane, bois, *Xanthochrous hispidus.* Gomme insoluble (traces de gomme soluble).

On voit ainsi que les Champignons lignicoles indigènes étudiés provoquent la sécrétion de gommes insolubles, même lorsqu'on les cultive sur les Acacias producteurs normaux de gommes solubles, tandis que l'*Acacia Verek* fournit une gomme soluble lorsqu'il est ensemencé par l'*Asterula gummipara.*

Ces résultats sont à rapprocher de ceux que j'ai obtenus précédemment [1] en cultivant sur de la gomme de Merisier l'*Asterula* et divers Champignons indigènes, notamment le *Stereum purpureum,* et qui ont abouti à une solubilisation, très rapide et complète par l'*Asterula,* plus lente et partielle par le *Stereum* et à peu près nulle par les autres.

Il est ainsi permis de conclure que ce n'est pas la nature botanique de l'arbre producteur qui conditionne la qualité de solubilité ou d'insolubilité de la gomme sécrétée, mais bien celle du Champignon parasite.

La séance est levée à 16h.

L. B.

---

(1) Communication à la Société de Pharmacie de Paris, 3 mai 1944.

ERRATA.

(Séance du 4 janvier 1944.)

Note de M. *Victor Thébault*, Sur la géométrie du tétraèdre :

Page 26, ligne 4, *au lieu de* sont perpendiculaires, *lire* sont parallèles.

Page 27, ligne 17, *au lieu de* varie de o à ∞, *lire* varie de o à un maximum atteint quand le tétraèdre T est orthocentrique (Lagrange.)

(Séance du 13 mars 1944.)

Note de M. *Maurice Cotte*, Propagation d'ondes élastiques dans un milieu piézoélectrique :

Page 447, note (3), avant-dernière ligne, *au lieu de* 177.10^{10}, *lire* $0{,}23.10^{10}$.

(Séance du 3 avril 1944.)

Note de MM. *Michel Polonovski*, *René-Guy Busnel*, *Paul Chauchard*, Mme *Henriette Mazoué*, MM. *Marcel Pesson* et *Roger Vieillefosse* :

Page 609, ligne 1 du titre, *au lieu de* Action de la fluorescence, *lire* Action de la fluorescyanine....



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 15 MAI 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

CHIMIE PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *Sur l'obtention de la thyroxine marquée par le radioiode et son comportement dans l'organisme.* Note (1) de MM. **Frédéric Joliot**, **Robert Courrier**, **Alain Horeau** et **Pierre Süe**.

Nous avons appliqué la méthode des indicateurs radioactifs à l'endocrinologie en administrant à des animaux des hormones contenant des atomes radioactifs. La fixation de ces atomes à la place des atomes inactifs isotopes, dans les molécules étudiées, ne modifie en rien les propriétés physicochimiques et biologiques de celles-ci. Les molécules d'hormones ainsi marquées ne peuvent être discernées des autres qu'au moment où les atomes radioactifs qu'elles contiennent se désintègrent en émettant un rayonnement d'électrons. L'extrême sensibilité de la mesure de celui-ci permet de déceler des quantités très faibles de ces substances. La méthode a été largement utilisée d'une façon générale, ces dernières années, dans le domaine biologique. On a étudié, en particulier, le sort de l'iode radioactif introduit dans l'organisme (2). Dans cette Note, nous relaterons brièvement quelques résultats relatifs à la thyroxine marquée à l'aide de radioiode $^{131}_{53}I^*$ de période 8 jours. Ce radioélément est obtenu en irradiant le tellure à l'aide d'un faisceau de deutérons de 8 μA, 6,7 MeV, produit par le cyclotron du Collège de France. Le radioiode, après attaque du tellure, est extrait par distillation en ajoutant de l'iode inactif entraîneur. Le mélange d'iode actif et inactif, à l'état d'iodure, est employé pour préparer la thyroxine à partir de la diiodothyronine par une modification du procédé de Barger et Harrington (3), l'iode étant libéré extemporanément par le mélange iodure-

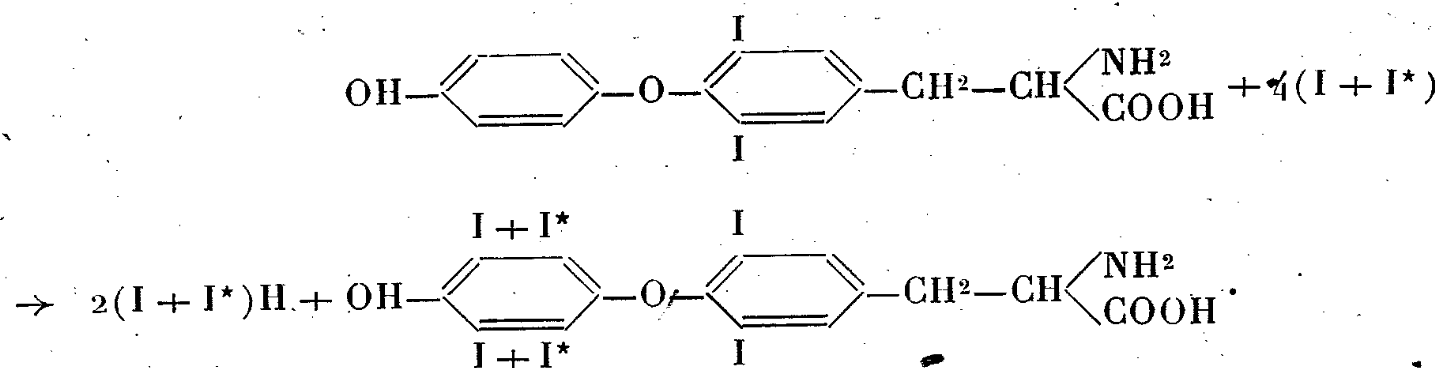
---

(1) Séance du 1er mai 1944.

(2) Leblond et Süe, *Am. J. Phys.*, **134**, 1941, p. 549; Perlman, Chaikoff et Morton, *J. biol. Chem.*, **139**, 1941, p. 433; **140**, 1941, p. 603. Ces deux Mémoires fourniront la bibliographie.

(3) *Bioch. Journ.*, **21**, 1927, p. 169.

iodate. La réaction est la suivante :



Dans une des expériences, la quantité de radioiode préparée est 5,5 μC ramenée à la fin de l'irradiation. Après synthèse de la thyroxine, $1^{\gamma} = 10^{-6}$ g de celle-ci présente une activité mesurée avec notre dispositif (tube Geiger-Muller numérateur) de 46 imp./min. ramenée à la même origine du temps.

Rappelons que des auteurs avaient déjà tenté de suivre le sort de l'hormone thyroïdienne introduite expérimentalement dans l'organisme, en essayant de déceler cette hormone à l'aide du test de la métamorphose des batraciens, ou par action sur le métabolisme de base, ou encore par le procédé chimique de Leland et Forster (1931). Le travail de Abelin et Vehren donnera la bibliographie à ce sujet ([4]). La méthode décrite ici, plus précise et permettant de déceler des quantités beaucoup plus faibles (moins de $0^{\gamma},1$ de thyroxine) que les méthodes précédentes, apporte quelques résultats nouveaux.

La solution sodique de 12^{mg} environ de thyroxine marquée a été injectée dans la veine marginale de lapines gestantes au 15ᵉ ou au 16ᵉ jour de la grossesse. Les animaux ont été sacrifiés après 5 heures environ. On a mesuré la radioactivité dans le sang, les urines, la bile, la thyroïde, l'hypophyse et les embryons. Des comparaisons ont été faites avec des animaux choisis dans les mêmes conditions physiologiques et qui avaient reçu de la même manière de l'iodure de sodium contenant du radioiode. Dans certaines expériences l'iode ionique, la diiodotyrosine et la thyroxine ont été séparés dans les organes et les humeurs, selon la technique de Leland et Forster ([5]) modifiée par Blau ([6]), et dosés par la mesure de la radioactivité de l'iode.

Dans le tableau ci-contre, nous donnons, à titre d'exemple, les résultats obtenus dans une expérience. Les valeurs numériques d'iode ionique, de diiodotyrosine et de thyroxine sont exprimées en γ de chacune de ces substances par gramme de tissus frais. Les nombres donnés pour les fœtus correspondent à la totalité des substances dosées.

([4]) *Arch. intern. Pharmacodyn. et thérap.*, **64**, 1940, pp. 156-170.
([5]) LELAND et FORSTER, *J. Biol. Chem.*, **95**, 1932, p. 165.
([6]) BLAU, *J. Biol. Chem.*, **95**, 1932, p. 165.

	Iodure de sodium. Injecté : 11^{mg},7 en iode. Poids de la lapine : 5250^{g}.				Thyroxine. Injecté : 7^{mg},8 en iode. Poids de la lapine : 3340^{g}.		
	Iode ionique.	Diiodo-tyrosine.	Thyro-xine.		Iode ionique.	Diiodo-tyrosine.	Thyro-xine.
Urine......	13,4	10	0,1	Urine......	5,6	8,3	8,25
Thyroïde...	312,5	59	2,9	Thyroïde...	20,9	8,5	1,7
12 fœtus....	7,2	7	1,1	7 fœtus.....	0,23	0,35	0,45
Sang.......	2,3	2,5	0,2	Sang.......	0,42	0,5	1,5

De l'ensemble de nos résultats, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

La thyroxine est beaucoup plus facilement éliminée par la bile que l'iode ionique. Les quantités d'iode par gramme de bile ont été dans certains cas 50 fois plus grandes pour la thyroxine que pour l'iodure. On remarque qu'après 5 heures, l'animal excrète déjà dans l'urine de la thyroxine et de la diiodotyrosine élaborées avec l'iode ionique radioactif injecté.

Dans la thyroïde on trouve beaucoup plus d'iode fixé après administration de l'iodure qu'après celle de la thyroxine. Il semble que la thyroxine injectée soit icapable de pénétrer dans la glande thyroïde.

Vers le milieu de la gestation, l'iode ionique traverse plus facilement le placenta que la thyroxine. Celle-ci passe sans doute lentement à cette date.

La répartition de l'iodure et de l'hormone dans le sang est très différente; le premier se trouve en quantité semblable dans le plasma et les globules, la seconde est abondante dans le plasma et ne pénètre sans doute pas dans les globules. La disparition de ces deux substances du sang est très importante en 5 heures.

La thyroxine pénètre plus facilement dans l'hypophyse que l'iode ionique. En effet, dans le cas de l'injection d'iodure de sodium, on trouve dans deux expériences, $2^{\gamma},75$ d'iode par gramme d'hypophyse pour $4^{\gamma},98$ d'iode par gramme de sang et $0^{\gamma},64$ pour $3^{\gamma},35$. Dans le cas d'injection de thyroxine, on trouve $6^{\gamma},85$ d'iode total par gramme d'hypophyse pour $8^{\gamma},35$ d'iode total par gramme de sang et $3^{\gamma},88$ pour $3^{\gamma},95$.

En conclusion, l'organisme élimine plus intensément l'iode hormonal administré que l'iode ionique. Une fraction de ce dernier est très vite utilisée à la synthèse des substances thyroïdiennes. La répartition des deux formes d'iode dans le sang (globules, plasma) est très différente. D'autre part une partie notable de la thyroxine administrée est dissociée dans l'organisme, comme le prouve la formation de diiodotyrosine et d'iode ionique.

La thyroxine injectée pénètre à la fois dans la thyroïde et dans l'hypophyse, et cette double pénétration peut expliquer la mise au repos de la glande endocrine par l'hormone correspondante. Nous apportons enfin une contribution préliminaire à la traversée placentaire des hormones.

CHIMIE PATHOLOGIQUE. — *Étude sur le pouvoir métastasant des tumeurs provoquées par les hydrocarbures cancérigènes.* Note de MM. **Gustave Roussy, Maurice** et **Paul Guérin.**

La dose des hydrocarbures cancérigènes paraît intervenir dans le déterminisme des métastases : alors qu'avec de faibles doses les métastases sont rares dans les tumeurs provoquées, avec de fortes doses elles deviennent plus fréquentes et présentent des localisations nouvelles. Ce fait fut établi par deux d'entre nous avec Oberling (1) dès 1939. Certains auteurs ont signalé également l'apparition de métastases avec l'emploi de fortes doses de benzopyrène chez le rat (V. Bisceglie) (2), chez le lapin (J. Klinke) (3) et même chez le cobaye (L. Halberstaedter) (4). Mais le mécanisme de cette action favorisante sur la production des métastases n'avait pas été précisé : celles-ci se développaient-elles à la faveur d'une diminution de la résistance organique sous l'influence de l'action toxique des hautes doses du produit cancérigène, ou bien étaient-elles la conséquence de la création d'une race cellulaire tumorale particulièrement agressive ? — Si le fait correspond, en réalité, à une propriété intrinsèque de la cellule cancérisée, on peut penser que ce pouvoir métastasant se maintiendra et se manifestera au cours des transplantations en série de tumeur provoquée. C'est ce que nous avons essayé de vérifier sur de nouvelles séries expérimentales.

Dans une première série, nous avons injecté sous la peau de 10 rats de 8 mois 1^{cm^3} d'une solution huileuse de benzopyrène à 20 ‰ : 8 tumeurs se développèrent, dont l'une, un sarcome fuso-histiocytaire, atteignait, au 6e mois, la grosseur d'une prune et s'accompagnait de métastases dans les ganglions iliaques, les poumons et le médiastin. Cette tumeur greffée à 10 rats donna trois sarcomes, mais sans aucune métastase. La transplantation fut continuée cependant avec une des tumeurs, qui donna encore trois tumeurs sans métastase. L'une d'elles, greffée sur un 3e passage, donna seulement deux tumeurs, toujours sans métastase : l'une se développa mal et l'autre finit par régresser, si bien que le 4e passage échoua.

Dans une seconde série, nous avons fait, à 8 rats de 8 mois, une seule injection de 1^{cm^3} d'une solution huileuse à 20 ‰ de méthylcholanthrène, pour varier la nature de l'hydrocarbure cancérigène. Nous avons obtenu des tumeurs chez tous les animaux, sauf chez un rat, mort prématurément : deux d'entre elles, qui entraînèrent la mort des animaux au cours du 7e mois, s'accompagnaient de métastases.

L'une de ces tumeurs était un sarcome fusiforme de 40^g ayant métastasé dans

(1) *Bull. Assoc. fr. du Cancer,* 28, II, 1939.
(2) *Boll. Soc. Med. Chir. Catania,* 5, I, 1937, pp. 24-33.
(3) *Zeits. f. Krebsf.,* 47, V, 1938, pp. 341-347.
(4) *Am. J. of Cancer,* 38, III, 1940, pp. 350-358.

les ganglions axillaires et para-rénaux. Greffée à 10 rats, elle donna deux tumeurs, sans métastase; aussi la transplantation fut-elle suspendue. Il nous semblait donc vraisemblable que la production des métastases, observées avec l'emploi de fortes doses d'hydrocarbures cancérigènes, n'était pas la résultante d'une souche cellulaire particulièrement virulente, mais bien plutôt la conséquence de la défaillance de l'organisme dans sa résistance, du fait de l'intoxication générale. Or l'observation des faits ultérieurs vint renverser cette conception.

La seconde tumeur, qui était aussi un sarcome fuso-histiocytaire de 70^{g} avec métastases pulmonaires, se comporta différemment. Au cours de sa transplantation en série, pendant quatre passages sur une cinquantaine de rats, elle donna onze tumeurs, toutes accompagnées, sauf deux, de métastases ganglionnaires. Les animaux greffés n'étant plus soumis à l'action toxique des hydrocarbures cancérigènes, la quasi-constance des métastases ne pouvait s'expliquer que par une propriété spéciale de la tumeur transplantée, dont la cellule sarcomateuse avait acquis un fort pouvoir métastasant.

Pour confirmer le fait nous avons entrepris une série d'expériences nouvelles en apportant des modifications dans la technique sur deux points particuliers : l'emploi d'une dose faible pour éliminer le facteur toxicité et le choix d'un autre lieu d'injection pour éliminer l'influence d'un facteur tissulaire local. Ainsi nous avons fait, à 10 rats, une injection de 1/10 de cm^3 d'une solution huileuse à 20 $^0/_{00}$ de benzopyrène dans la cavité orbitaire. Parmi les tumeurs obtenues se trouvait un sarcome histiocytaire fusiforme développé au 4e mois et donnant des métastases ganglionnaires et pulmonaires. Nous l'avons transplanté jusqu'au 12e passage et, sur 80 rats greffés, nous avons observé 48 tumeurs, toutes, sauf 4, accompagnées de métastases ganglionnaires, parfois pulmonaires. C'est là une nouvelle démonstration de la formation d'une race cellulaire tumorale douée d'un potentiel métastasique élevé. Mais la formation d'une telle propriété cellulaire n'est pas liée exclusivement aux fortes doses de produits cancérigènes, puisque ici nous l'observons avec l'emploi d'une dose moyenne de 2^{mg} de benzopyrène. Ce fait, en tous cas, nous permet d'éliminer l'argument de la diminution de résistance de l'organisme sous l'influence de la toxicité, puisqu'elle ne peut être invoquée ici.

D'ailleurs cette notion de souche tumorale à pouvoir métastasant élevé était connue déjà, en ce qui concerne les tumeurs greffées : un épithélioma, dérivé d'un cancer utérin chez le rat ([5]) entretenu depuis plus de 10 ans à l'Institut du Cancer, donne des métastases ganglionnaires presque constantes.

En résumé nous croyons avoir démontré, à l'appui les expériences ci-dessus rapportées, en particulier par la transplantation des tumeurs provoquées s'accompagnant de métastases, que la proportion plus élevée d'animaux

([5]) M. et P. GUÉRIN, *Bull. Assoc. fr. du Cancer,* **28**, VI, 1934, pp. 632-646.

porteurs de métastases avec l'emploi des fortes doses d'hydrocarbures cancérigènes était due, avant tout, à la production de tumeur douée d'une virulence spéciale se traduisant par un pouvoir métastasant marqué. C'est là une constatation d'une haute portée biologique, puisqu'elle établit une relation entre le pouvoir de malignité de la cellule cancérisée et l'intensité d'action du corps cancérigène.

M. **Léon Guillet** fait hommage à l'Académie de son Ouvrage intitulé *Les techniques de la Métallurgie*, qu'il vient de publier dans la collection *Que sais-je?*

CORRESPONDANCE.

M. le **Pro-Recteur de l'Institut catholique** invite les Membres de l'Académie aux Cérémonies qui auront lieu le samedi 27 mai, à l'occasion du centenaire de la naissance d'Édouard Branly. M. **Maurice de Broglie** y prendra la parole.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

André Lwoff. *L'Évolution physiologique. Étude des pertes de fonctions chez les Microorganismes* (présenté par M. Maurice Caullery).

Robert Gérard. *Les chemins divers de la connaissance*. Préface de M. Paul Valéry.

M. **Robert Courrier** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section d'Anatomie et Zoologie, par la mort de M. *Louis Bouvier*.

M. **Paul Lacombe** adresse un rapport relatif à l'emploi de la subvention qui lui a été accordée sur la *Fondation Le Chatelier* en 1941.

ALGÈBRE TOPOLOGIQUE. — *Sur la complétion des groupes topologiques.* Note de M. **Jean Dieudonné**, présentée par M. Élie Cartan.

1. Dans ses *Éléments de Mathématique* [1], M. N. Bourbaki signale comme non résolue la question de l'existence de groupes topologiques *qui ne peuvent être complétés*, c'est-à-dire, de façon précise, qui ne sont pas isomorphes à un sous-

[1] *Topologie générale*, Chap. III, p. 28 (*Actual. Scient. et Ind.*, **916**, Paris, 1942). Nous utilisons dans ce qui suit les notations et la terminologie de cet Ouvrage.

groupe d'un groupe complet. Nous allons donner ci-dessous deux exemples simples de tels groupes topologiques.

Désignons par I l'intervalle compact $0 \leqq x \leqq 1$, par G le groupe des homéomorphismes de I sur lui-même (c'est-à-dire les applications continues et strictement monotones de I sur lui-même); si u et v sont deux de ces homéomorphismes, uv désignera l'homéomorphisme composé $x \rightarrow u[v(x)]$, u^{-1} l'homéomorphisme réciproque de u. Munissons G de la topologie de la *convergence uniforme* sur I, ou, ce qui revient au même, de la topologie définie par la métrique $\|u - v\| = \sup_{x \in I} |u(x) - v(x)|$; il est bien connu, et facile à démontrer, que cette topologie est *compatible* (²) avec la structure de groupe de G. En outre, la structure uniforme définie sur G par la métrique précédente est identique à la structure uniforme *droite* du groupe topologique G; car la relation $|u(x) - v(x)| \leqq \varepsilon$ pour tout $x \in I$ est équivalente à $|uv^{-1}(x) - x| \leqq \varepsilon$ pour tout $x \in I$, puisque v est un homéomorphisme de I sur lui-même.

Désignons maintenant par u_n l'homéomorphisme égal à 0 pour $x = 0$, à 1 pour $x = 1$, à $1/n$ pour $x = 1/2$, et linéaire pour $0 \leqq x \leqq 1/2$ et pour $1/2 \leqq x \leqq 1$. Il est clair que la suite (u_n) converge uniformément dans I, donc est une suite de Cauchy pour la structure uniforme droite de G. Mais la suite (u_n^{-1}) ne converge pas uniformément dans I (car elle converge *simplement* vers une fonction discontinue au point $x = 0$), donc n'est pas une suite de Cauchy pour la structure uniforme droite de G, ce qui prouve (³) que G ne peut être complété.

2. Comme deuxième exemple, considérons le groupe G des permutations de l'ensemble N des entiers $\geqq 0$; ces permutations peuvent aussi être envisagées comme les *isométries* de l'espace métrique N obtenu en prenant la distance de deux entiers distincts égale à 1. Munissons G de la structure uniforme de la *convergence simple*; à toute partie finie F de N, on fait correspondre dans G l'entourage formé des couples de permutations u, v telles que $u(x) = v(x)$ pour $x \in F$; on notera que ces entourages sont en infinité dénombrable, et par suite que la structure uniforme correspondante est *métrisable* (⁴). On vérifie immédiatement que la topologie ainsi définie sur G est compatible avec la structure de groupe de G. En outre, la structure uniforme définie ci-dessus est ici la structure uniforme *gauche* du groupe topologique G, car la relation $u(x) = v(x)$ pour $x \in F$ équivaut à $u^{-1}v(x) = x$ pour $x \in F$.

Soit alors u_n la permutation de N telle que $u_n(x) = x + 1$ pour $0 \leqq x \leqq n$, $u_n(n+1) = 0$, $u_n(x) = x$ pour $x > n + 1$; il est immédiat que la suite (u_n) converge simplement dans N, donc est suite de Cauchy pour la structure uniforme gauche de G; mais comme $u_n^{-1}(0) = n + 1$, la suite (u_n^{-1}) ne converge pas

(²) N. Bourbaki, *op. cit.*, p. 1.
(³) N. Bourbaki, *op. cit.*, p. 28.
(⁴) A. Weil, *Actual. Scient. et Ind.*, 551, Paris, 1937, p. 16.

simplement, donc n'est pas une suite de Cauchy pour la structure uniforme gauche de G, ce qui montre que G ne peut être complété.

L'intérêt de ce dernier exemple est de montrer que même un groupe d'isométries d'un espace métrique n'admet pas nécessairement de complété; *a fortiori* il ne suffit pas de supposer que le groupe est formé d'homéomorphismes *également continus* (ni même également uniformément continus). Vu la simplicité des exemples qui précèdent, il semble d'ailleurs que l'existence du complété d'un groupe d'homéomorphismes soit liée à des conditions très restrictives, entraînant par exemple l'identité des deux structures uniformes du groupe, ou leur identité dans un voisinage de l'élément neutre [5].

ÉLASTICITÉ. — *Équilibre de cohésion d'un solide réel.* Note [1] de M. **Charles Platrier**, présentée par M. Albert Caquot.

Il est impossible de réaliser physiquement un solide élastique homogène isotrope en état d'équilibre isotherme naturel, c'est-à-dire sans tension intérieure; un tel solide élastique serait sans cohésion. Tout solide réel est toujours sous tension. Considérons cette tension comme la somme de deux termes : la tension de cohésion, conséquence de la tension superficielle, laquelle exerce une sorte de frettage du volume élastique (V) considéré, et la tension de contrainte, la seule généralement en cause dans la théorie classique de l'élasticité.

Admettons qu'à l'une et à l'autre correspondent des états d'équilibre peu déformés, obtenus à partir d'un état naturel virtuel. En vertu de la superposition des petites déformations, il suffit, dans une première approximation, d'étudier l'état de tension de cohésion pour compléter l'étude classique des équilibres élastiques. C'est l'ordre de difficulté de ce problème qui fait l'objet de la présente Note.

Pour le définir, considérons, dans le volume (V), un volume (v) compris entre la surface (S) qui limite (V) et la surface (S') parallèle à (S) à une distance (ε) infiniment petite, égale au rayon d'action moléculaire, et supposons que, dans le domaine (v), les forces unitaires $(\overline{F})$ de masse, dues aux attractions moléculaires réalisant la cohésion, soient très grandes de l'ordre de $(1/\varepsilon)$.

Soit, autour du point $M(x_1, x_2, x_3)$ de la région (v) infiniment petite, un volume (dv) qu'on peut considérer comme un volume différentiel second $(dv = d^2V)$ [de dimensions linéaires infiniment petites par rapport à (ε), c'est-à-dire de l'ordre de (ε^2) par exemple].

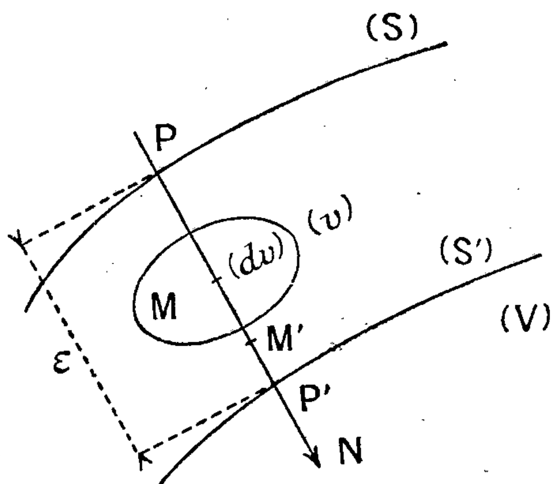
La méthode classique de l'équilibre d'un tétraèdre de volume (dv) permet d'établir que la tension sur une surface différentielle seconde $(d^2\sigma)$ [de dimen-

---

(5) Cf. A. Weil, *Actual. Scient. et Ind.*, 869, Paris, 1940, p. 131.

(1) Séance du 12 avril 1944.

sions linéaires de l'ordre de (ε^2)], élément orienté par un vecteur unité $(\overline{PN})$ de coordonnées $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$, est $[(\overline{\overline{T}}.\overline{PN})\,d^2\sigma]$ en désignant par $(\overline{\overline{T}})$ un tenseur tension unitaire du second ordre, et, d'autre part, l'équilibre d'un volume



infiniment petit (dv) de forme quelconque donne, en vertu de la formule d'Ostrogradsky,

$$\operatorname{div}\overline{\overline{T}} + \rho\overline{F} = 0, \qquad \text{avec } (\overline{\overline{T}}) \text{ symétrique droit,}$$

si bien que les dérivées partielles des coordonnées de $\overline{\overline{T}}$, savoir $(\partial T_{ij}/\partial x s)$, sont infiniment grandes de l'ordre de $(1/\varepsilon)$ comme $(\overline{F})$. Supposons que $\overline{PN}$ normale à S en (P) rencontre (S′) en (P′). Considérons en (M) et (M′) [points voisins sur $(\overline{PP'})$, distants de la longueur différentielle seconde $(d^2\lambda)$], deux éléments d'aires parallèles, identiques, de surface $(d^2\sigma)$, orientée par $(\overline{PN})$. La différence des tensions sur ces deux éléments est $[(d\overline{\overline{T}}.\overline{PN})\,d^2\sigma]$. Il en résulte que la différence des tensions, sur les éléments $(d^2\sigma)$ en (P) et (P′) appartenant respectivement aux surfaces (S) et (S′), est $(\Delta\overline{T}.d^2\sigma)$, avec

$$\Delta\overline{T} = \int_0^{\varepsilon}(d\overline{\overline{T}}.\overline{PN}) = \int_0^{\varepsilon}(\operatorname{grad}\overline{\overline{T}}.\overline{PN}).\overline{PN}.d^2\lambda = \left\{\left[\int_0^{\varepsilon}\operatorname{grad}\overline{\overline{T}}.d^2\lambda\right]\overline{PN}\right\}\overline{PN}.$$

Désignons alors par $(\overline{\overline{\overline{\Theta}}})$ le tenseur du 3ᵉ ordre [de coordonnées finies (Θ_{ijk})] symétrique droit par rapport à ses deux premiers indices $\left[\overline{\overline{\overline{\Theta}}} = \int_0^{\varepsilon}\operatorname{grad}\overline{\overline{T}}.d^2\lambda\right]$. Nous pouvons écrire symboliquement

$$\Delta\overline{T} = (\overline{\overline{\overline{\Theta}}}.\overline{PN})\overline{PN}, \tag{1}$$

en convenant que cette égalité symbolique traduit

$$\Delta T_i = \sum_{\sigma, \tau}\Theta_{i\sigma\tau}\,\alpha_\sigma\alpha_\tau.$$

On voit que la tension superficielle $(\Delta\overline{T})$ sur la surface limitant le volume (V) est définie [formule (1)] à l'aide d'un tenseur tension du 3ᵉ ordre $(\overline{\overline{\overline{\Theta}}})$ (une fois symétrique). L'équilibre de cohésion est donc celui du volume (V) initialement

à l'état naturel et soumis sur sa surface à la tension superficielle $(\Delta\overline{T})$. La détermination *du tenseur de cohésion* du 3e ordre $(\overline{\overline{\Theta}})$ [dix-huit coordonnées en chaque point de (S)], lequel dépend de la nature du milieu (V) et de la forme de (S), nécessite des observations physiques.

Dans la présente Note, nous avons voulu simplement, par la définition du tenseur de cohésion, fixer l'ordre de difficulté du problème de la cohésion d'un solide réel.

ÉLASTICITÉ. — *Représentation triangulaire du tenseur des contraintes en élasticité.* Note [1] de M. **Paul Dupont**, transmise par M. Joseph Pérès.

Quelques études en cours sur la plasticité m'amènent à proposer, pour la représentation des contraintes autour d'un point, un abaque triangulaire dont l'emploi me paraît plus simple, dans ces questions, que celui du diagramme bien connu de Mohr.

Le principe en est fort simple. Le tenseur des contraintes étant défini par son trièdre principal OXYZ et ses contraintes principales ν_1, ν_2, ν_3 (je suppose $\nu_2 < \nu_1 < \nu_3$), un élément de surface au point considéré du corps élastique étant repéré par le point P(X, Y, Z) que détermine sa normale sur la sphère unitaire, la transformation

$$\xi = a_0 X^2, \qquad \eta = b_0 Y^2, \qquad \zeta = c_0 Z^2$$

représente cette sphère sur un triangle $A_0B_0C_0$ de l'espace $O\xi\eta\zeta$. Les côtés du triangle sont les images des méridiens principaux de la sphère; les parallèles aux côtés du triangle sont de même les images des parallèles principaux de la sphère; enfin les droites passant par les sommets correspondent aux méridiens semi-principaux (passant par les axes X, Y ou Z). On reconnaîtra sans peine que les courbes d'équicontrainte normale n ou résultante R sont des droites parallèles, de sorte que deux échelles linéaires définissent les contraintes. Les lignes d'équicontrainte tangentielle ou les lignes d'isoinclinaison sont des paraboles.

Pratiquement il est commode de prendre a_0, b_0, c_0 égaux aux produits deux à deux des différences (positives) des contraintes principales :

$$a_0 = (\nu_1 - \nu_2)(\nu_3 - \nu_1), \quad \ldots,$$

et de considérer la projection du triangle sur le plan $O\xi\zeta$, soit BAC, rectangle en B. Je prends BC pour unité graphique et $BA = (\nu_1 - \nu_2)/(\nu_3 - \nu_2) = \cos^2\psi_0$ est le seul paramètre de *forme* de la représentation. Dans ces conditions l'abscisse sur BC est $\cos^2\varphi$, φ étant l'angle au centre d'un point sur le grand cercle $X = 0$ de la sphère, comptée à partir de l'axe OZ; les abscisses sur AB et AC, ainsi

---

[1] Séance du 30 novembre 1942.

que sur les droites passant par A, B ou C, ont des interprétations analogues (proportionnalité au carré du cosinus d'un angle au centre, repérant le point sur le grand cercle homologue de la sphère).

Il est commode de retrancher du tenseur considéré le tenseur hydrostatique ν_2, ce qui donne les contraintes résiduelles

$$\text{normale} \quad n - \nu_2 = \frac{\xi + \zeta}{(\nu_3 - \nu_1)}, \qquad \text{résultante} \quad \rho : \rho^2 = \frac{a_0\xi + c_0\zeta}{(\nu_3 - \nu_1)^2},$$

les contraintes tangentielles restant t

$$t^2 = \frac{a_0\xi + c_0\zeta - (\xi + \zeta)^2}{(\nu_3 - \nu_1)^2};$$

la représentation de tous les tenseurs n'implique alors, en plus du paramètre de forme $\cos^2\psi_0$, qu'un paramètre d'*échelle* $\nu_3 - \nu_2$.

Les lignes $n - \nu_2$ constant sont des parallèles à la seconde bissectrice de l'angle droit B et on lira, sur une échelle en parties égales de BC (o, 1), les valeurs de $(n - \nu_2)/(\nu_3 - \nu_2)$; les lignes t constant sont des paraboles égales, décalées suivant leur axe (parallèle à la seconde bissectrice de B) de $t^2\sqrt{2}$ à partir de la parabole de base (P_0) $(t = 0)$. (P_0) passe par les trois points ABC, l'axe par le milieu m_0 de la médiane Bm_2, la normale en B est Bm_2, d'où le paramètre p qui est l'ordonnée z_0 de m_0 (axes Bxz bissectrices de B). La lecture des contraintes t sur le graphique suppose donc le seul tracé de la parabole (P_0) : le segment parallèle à l'axe compris entre un point de l'aire du triangle et (P_0) sera proportionnel à t^2; si l'on mesure sa projection sur BC avec l'échelle qui y est définie, on aura la valeur de $t^2/(\nu_3 - \nu_2)^2 \sin^2\psi_0$. Les courbes ρ constant sont des droites perpendiculaires à la médiane Bm_2, la graduation sur CB donnant $\rho^2/(\nu_3 - \nu_2)^2$; les isoclines sont des paraboles homothétiques de (P_0) par rapport à B.

Les cas limites de la représentation triangulaire sont : triangle isoscèle (tenseur de révolution) et droite BC (tenseur à deux dimensions). On voit que, comparée à celle des cercles de Mohr, cette représentation est plus simple en correspondance avec la sphère (tout en donnant les tensions de façon immédiate); elle se prête donc mieux aux développements géométriques ou analytiques.

C'est ainsi que l'image d'un grand cercle de la sphère, de pôle P, sera une ellipse (E), de centre E, tangente aux trois côtés du triangle. De nombreuses propriétés géométriques sont en évidence, permettant des constructions géométriques simples. Un diamètre de (E) correspond à deux diamètres rectangulaires du grand cercle. M'_1, M'_2, M'_3 étant les points où les droites AP, BP, CP coupent les côtés BC, CA, AB du triangle, les points de contact de (E) avec ces côtés sont leurs symétriques M_1, M_2, M_3 par le rapport aux milieux des côtés. Le point diamétralement opposé de M_2 sur (E) est M_4 symétrique de P par rapport au milieu de BM'_2. Le centre E est au milieu de M_2M_4; il est

homothétique de P par rapport au centre de gravité du triangle ABC (ou de M_1PM_2) dans le rapport $-1/2$.

Les directions conjuguées des côtés des triangles ABC et $M_1M_2M_3$ sont évidentes, d'où la construction des axes de (E). Le diamètre conjugué de la direction Bz donne les points de contrainte normale maximum ou minimum. Ce diamètre coupe la parabole (P_0) suivant une corde dont nous désignons le milieu par Ω, et $2r$ la longueur de la projection sur Bx. On vérifiera que les maximum ou minimum de t ont des abscisses déterminées par intersection d'une droite d'ordonnée z_1 facile à calculer avec la conchoïde de Nicomède de point double ω (projection de Ω), de directrice Ez', de paramètre r; il y a deux ou quatre solutions.

Deux parallèles de pôle P, symétriques par rapport au grand cercle, auront pour image une courbe du quatrième degré, liée simplement à l'ellipse (E).

MÉCANIQUE INDUSTRIELLE. — *Sur un compresseur à membrane destiné aux gaz rares ou formant avec les lubrifiants des combinaisons dangereuses.* Note (1) de M. **Henri Corblin**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons décrit (2) un compresseur à membranes destiné à la compression de gaz incompatibles avec l'huile.

Ce compresseur comportait un plateau intermédiaire compris entre deux membranes entre lesquelles se trouvait une couche d'eau. A l'usage, il est apparu que la couche d'eau interposée entre ces membranes occasionnait, surtout aux pressions élevées, une perte appréciable de rendement, compliquait l'appareil et engendrait des phénomènes de corrosion. D'autre part, il pouvait se produire entre les plateaux de légères fuites difficiles à détecter qui, dans le cas de la compression de gaz rares ou de gaz comme l'hydrogène susceptibles de former avec l'air des mélanges détonants, pouvaient présenter des inconvénients sérieux.

Nous avons récemment mis au point un nouveau type de compresseur à membranes qui, tout en donnant une sécurité absolue dans la compression des gaz comme l'oxygène ou le protoxyde d'azote, qui détonent sous pression au contact de l'huile, ne possède pas les défauts ci-dessus.

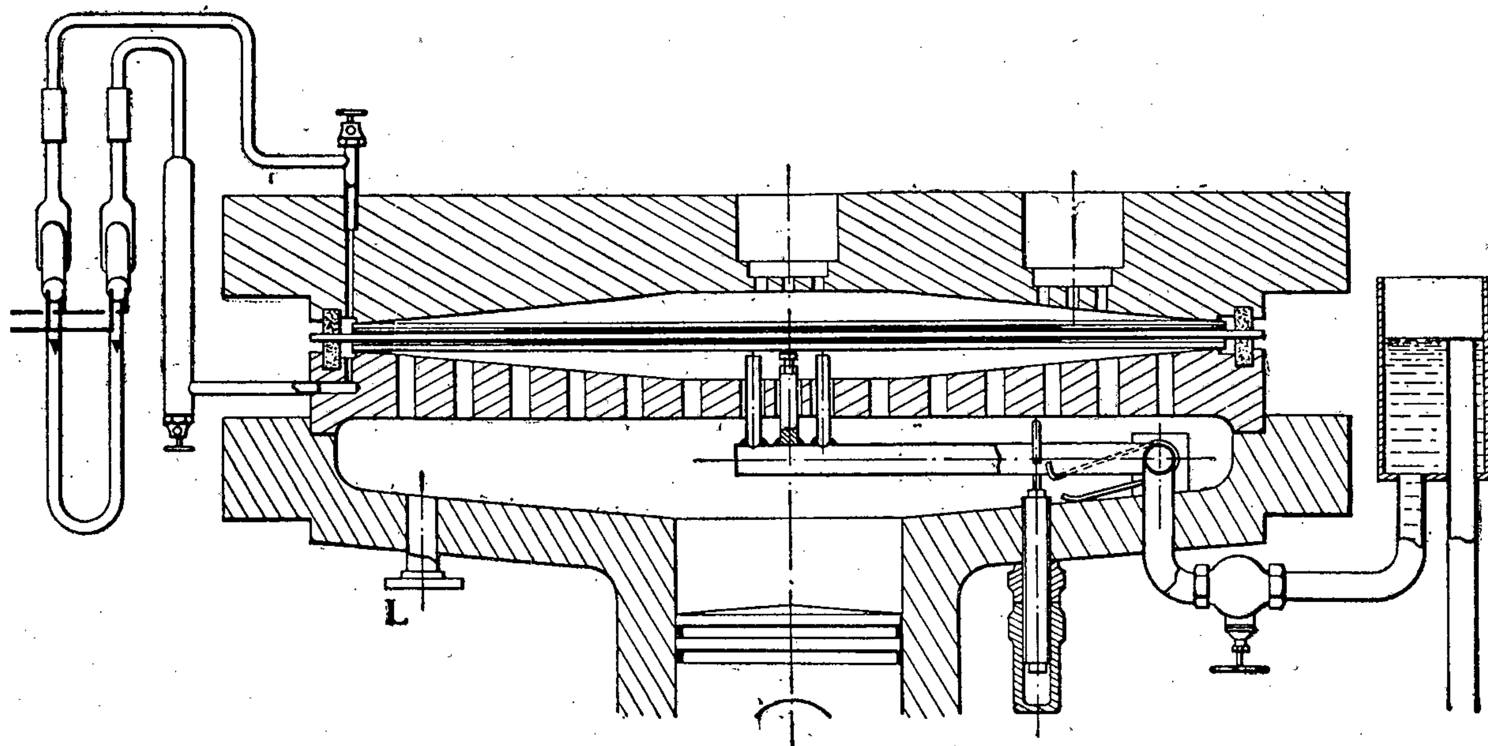
Ce nouveau compresseur (*fig.* 1) ne comporte pas de plateau entre membranes, mais comporte par contre cinq membranes superposées, serrées entre deux plateaux comme dans notre premier modèle (3); la seconde et la quatrième membrane sont rainurées radialement.

Le diamètre de la membrane médiane est plus grand que celui des quatre autres membranes. La partie débordante de cette membrane médiane permet

(1) Séance du 8 mai 1944.
(2) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1545.
(3) *Comptes rendus*, **172**, 1921, p. 46.

de la serrer entre les rebords des deux plateaux au moyen de deux joints plastiques.

Un manomètre différentiel à mercure, dont les deux branches communiquent



avec les deux petites branches annulaires limitées de part et d'autre de la membrane médiane par ces joints plastiques, est utilisé comme détecteur de fuites. Si l'une des membranes extrêmes vient à se fissurer, du gaz ou de l'huile passe, grâce aux rainures de la seconde ou de la quatrième membrane, dans l'une de ces chambres annulaires; il s'ensuit une dénivellation du manomètre différentiel; deux contacts reliés à un relais provoquent alors l'arrêt du compresseur.

Nous avons encore apporté à notre compresseur à membranes deux autres perfectionnements. Le premier a pour objet d'enlever totalement l'air qui, dans notre modèle antérieur, pouvait parfois subsister dans l'espace compris entre le piston et la membrane, ce qui avait pour inconvénient, en raison de la compressibilité de l'air, d'introduire une différence entre le volume balayé par la membrane et celui balayé par le piston, réduisant ainsi le débit du compresseur.

Nous avons atteint ce but en disposant sous la membrane inférieure un tube radial articulé maintenu appliqué contre cette membrane par un ressort et qui vient prélever l'air en son centre.

Le second de ces perfectionnements supplémentaires consiste dans la modification du clapet de refoulement de la petite pompe auxiliaire chargée de compenser les fuites d'huile entre le piston et le corps de pompe. En augmentant le coefficient de sécurité de marche de cette pompe à huile, cette modification a permis de la faire fonctionner en opposition de phase avec le compresseur et de limiter son débit à une valeur à peine supérieure à celle des fuites à compenser. On supprime ainsi presque entièrement les chocs violents qui, dans nos modèles antérieurs, se produisaient au moment où se trouvait expulsé par le dispositif

limiteur de pression d'huile un trop grand excès de ce fluide. Le fonctionnement des compresseurs est ainsi beaucoup plus silencieux et la longévité des membranes est augmentée.

MÉCANIQUE IDUSTRIELLE. — *Sur la variation, avec la pression, de la résistance spécifique d'un essieu.* Note [1] de M. **René Swyngedauw**, présentée par M. Henri Villat.

Nous avons appelé *spécifique* [2] la résistance qu'un essieu oppose au roulement quand aucune force externe ne le freine, lorsqu'elle se réduit à celle qui correspond à la puissance absorbée par hystérésis dans les déformations de l'essieu et de son support à leur contact, et dans l'arrachement de particules matérielles concomitant au roulement. Cette puissance varie avec la pression suivant des lois générales qu'on se propose d'établir.

1. Les éléments superficiels qui traversent la surface de contact subissent une pression variant entre zéro à l'entrée et à la sortie et un maximum qui, d'après Herz [3], est proportionnel à la racine carrée de la pression totale P de l'essieu sur son support (cylindre ou rail). Comme les petites déformations sont proportionnelles aux forces qui les déterminent, chacune des deux variables du cycle d'hystérésis décrit par chacun des éléments de l'essieu et de son support est proportionnelle à $\sqrt{P}$ et par conséquent *la puissance dissipée dans les déformations élastiques, et la résistance au roulement qui lui correspond, sont proportionnelles à la pression totale* P *de l'essieu sur son support.*

2. Remarquons d'autre part que les particules matérielles ne peuvent être arrachées aux éléments superficiels de l'essieu et du cylindre dans la partie de la surface de contact qu'ils traversent à la même vitesse en restant en contact l'un avec l'autre, mais seulement dans celle où les éléments de l'essieu glissent sur ceux du cylindre, de sorte que l'arrachement de matière qui accompagne toujours le roulement, même lorsqu'aucune force externe ne freine l'essieu, apparaît comme la preuve expérimentale *qu'au pseudo-glissement se superpose un vrai glissement.*

Or la résistance au roulement est égale à la somme des adhérences des éléments superficiels périphériques des roues de l'essieu qui glissent sur ceux du cylindre dans la traversée du contact [4].

Si l'on applique la théorie de Herz précitée à son expression, celle-ci peut se mettre sous la forme d'un produit mP, où P est la pression totale de l'essieu sur le cylindre et m un coefficient variable avec le vrai glissement suivant une loi

---

[1] Séance du 8 mai 1944.
[2] *Comptes rendus,* **218**, 1944, p. 388.
[3] *Gesammelte Werke,* **1**, Leipzig, 1895, p. 155.
[4] *Comptes rendus,* **216**, 1943, p. 630.

que l'étude expérimentale de la variation de la résistance spécifique avec la pression P permet de préciser.

On fait varier la pression de l'essieu en posant sur son arbre un levier balance à deux bras sensiblement égaux par l'intermédiaire de la moitié supérieure d'un coussinet lisse, fixée au milieu de ce levier et convenablement graissée.

On mesure l'accroissement de résistance au roulement, que crée l'augmentation ΔP de pression par la pose du levier chargé ou non de poids supplémentaires, par un procédé analogue à celui décrit dans la Note précitée, avec cette différence que l'essieu roule sans discontinuer sur le cylindre et qu'on rend égales l'augmentation de courant de l'induit par la pose du levier sur l'essieu et celle que produit le freinage du cylindre, le levier étant enlevé de l'essieu.

Soient $T - t$ la différence des tensions des bouts libres du cordon freinant dans ce dernier cas, C' le couple de frottement du coussinet du levier, R' le rayon des roues de l'essieu; $E' = C'/R'$ est la résistance équivalente au couple de freinage C' de l'essieu.

$T - t - E'$ est l'augmentation ΔE de résistance au roulement créée par l'accroissement de pression ΔP, lorsque le couple de frottement de l'arbre du cylindre dans ses paliers est le même dans les deux expériences : 1° le levier sur l'essieu, ou 2° levier enlevé et cylindre freiné. Si la résistance de l'essieu est E_0 quand il roule sous la pression P_0 de son poids, elle est $E = E_0 + T - t - E'$ quand il porte le levier sous la pression $P = P_0 + \Delta P$, et cette résistance est sa valeur spécifique si l'on a rendu négligeables les freinages parasites tels que frottement aux pointes butées etc. Plusieurs séries d'expériences ont été faites sous chacune des trois pressions P_0, $2P_0$ et $5P_0$ sur les essieux en acier doux et acier dur décrits précédemment roulant à 25 à 30 km à l'heure sur un cylindre en acier très dur trempé. Le courant était mesuré au galvanomètre différentiel T égal au poids suspendu à l'un des bouts libres du cordon freinant t mesuré par une balance sinus E' déduit de la mesure du couple C' du coussinet du levier ([5]).

$T - t$ et E' sont mesurés avec une erreur relative de l'ordre de 0,05. Les résultats peuvent se résumer ainsi :

Pour chacun des essieux, la résistance spécifique E *est sensiblement proportionnelle à sa charge totale* P.

Elle est inférieure au centième de cette charge P pour l'essieu en acier doux et de l'ordre de trois ou quatre centièmes de P pour l'essieu en acier dur.

Comme la puissance dissipée par hystérésis dans les déformations élastiques est proportionnelle à P, il en résulte que *la puissance absorbée dans l'arrachement de matière et la résistance au roulement correspondante sont proportionnelles à la pression* P ; par conséquent le coefficient m défini plus haut

---

([5]) C' s'obtient par différence des moments d'un poids auxiliaire ramenant les bras du levier-balance dans la position horizontale pour chacun des sens de rotation du cylindre.

est constant et *le vrai glissement qui se superpose au pseudo-glissement dans la marche à vide de l'essieu est indépendant de la pression.*

Si l'on observe d'autre part que l'hystérésis de l'acier est extrêmement faible (je n'ai pu la déceler au dynomètre de traction), on peut, semble-t-il, conclure que *le travail dépensé dans l'arrachement de matière concomitant au roulement dans la marche à vide de l'essieu est mesuré par celui de la résistance spécifique.*

ASTRONOMIE STELLAIRE. — *Sur le mouvement et la distribution de la poudre cosmique autour d'une étoile.* Note [1] de M. **Constantin Popovici.**

Nous savons que, si un corps est lancé avec une vitesse supérieure à 11^{km} par seconde, il quitte la Terre; avec une vitesse moindre, il y retombe. Sur une étoile il peut arriver que des corps lancés à certaines vitesses restent suspendus dans le vide, à une certaine hauteur (qui dépend de la densité et de la dimension de la particule) ou oscillent autour d'une certaine hauteur. Ce phénomène est dû au fait que, outre l'attraction gravifique, agit la pression de la lumière, qui, surtout à la surface d'une étoile, est considérable. Tenant compte de cette pression, l'expression de la force devient, comme nous l'avons montré dans les travaux cités en note,

$$F = \frac{k}{r^2}\left(1 + \varepsilon\frac{dr}{dt}\right), \tag{1}$$

où $k = A - P$, A l'attraction et P la répulsion de Maxwell-Bartoli [2] que subit la particule, $\varepsilon = P/c(A - P)$, c la vitesse de la lumière. Supposons une particule lancée de la surface d'une étoile, par la force de pulsation par exemple, et faisons l'hypothèse : *parcours libre sans absorption de la lumière,* hypothèse presque légitime, les pulsantes ayant une atmosphère à peine égale à la millième partie de l'atmosphère terrestre. Alors, dans le mouvement radial, prenant pour unité la masse de la particule, nous avons

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{k}{r^2}\left(1 + \varepsilon\frac{dr}{dt}\right) \tag{2}$$

et, posant $r' = dr/dt$, L signifiant logarithme népérien,

$$\frac{\varepsilon r' - L(1 + \varepsilon r')}{\varepsilon^2} = \frac{k}{r} - \frac{k}{R}, \tag{3}$$

où $r = R$ pour $r' = 0$.

---

(1) Séance du 20 mars 1944.

(2) Cette pression de la lumière, due surtout aux transmutations (cycles de Bethe), joue dans le Cosmos un rôle déterminant; elle impose un maximum à la masse des étoiles, à la période des pulsations etc. Il est temps de l'introduire dans la Mécanique céleste, comme nous l'avons fait depuis 1923. (Voir *Bulletin Astronomique*, Mémoires, Paris, **3**, pp. 257-261; *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 2059; **210**, 1940, pp. 39 et 210). M. J. Chazy a calculé les perturbations correspondant à la loi d'attraction (1) (*Comptes rendus*, **210**, 1940, p. 43 etc.). M. Armellini propose la loi d'attraction (1) pour remplacer celle de Newton (*Rendiconti Acad. Lincei*, **26**, 1937, p. 609).

On remarque d'abord ce résultat bien intéressant, que, pour $r=0$, nous avons $r'=-1/\varepsilon$, donc, *contrairement à ce qui arrive dans la mécanique céleste, le mobile arrive à l'origine avec une vitesse finie*. Plus encore : le mobile s'y arrête *brusquement*. En effet r' ne peut plus décroître, car le logarithme devient imaginaire; r' ne peut croître, car, la particule dépassant l'origine, la répulsion change de signe et le premier membre passe brusquement de l'infini à une valeur finie, $L(1+\varepsilon r')$ passant de $L(0)$ à $L(2)$; il en résulte que r devrait passer de zéro à une quantité finie sans passer par des valeurs intermédiaires, ce qui serait impossible dans la nature.

Si la constante des aires $C \neq 0$, nous avons vu que la trajectoire est

$$\frac{1}{r}=\frac{1}{p}+\frac{\eta_0}{p}e^{-\alpha(\theta-\theta_0)}\cos\sqrt{c-\alpha^2}(\theta-\theta_0), \tag{4}$$

trajectoire irréversible, qui tend vers un cercle, trajectoire limite, que M. J. Chazy a bien suggestivement comparée avec la position limite d'équilibre d'une pendule oscillant au milieu résistant.

Il existe des *positions d'équilibre* dans le vide, si l'accélération s'annule avec la vitesse. Or, si $k=0$, alors $A=P$ et vu (1) et (2), on a, en prenant $c=1$,

$$\frac{d^2r}{dt^2}=-\frac{P}{r^2}\frac{dr}{dt} \quad \text{ou} \quad \frac{dr'}{dr}=-\frac{P}{r^2}, \tag{5}$$

ce qui donne

$$r'=\frac{P}{r}\left(1-\frac{r}{R}\right). \tag{6}$$

La position d'équilibre sera en $r=R$ et *l'équilibre sera stable*, car de (6) on déduit

$$Pt=-Rr-R^2L(R-r)+h \quad (h=\text{const.}), \tag{7}$$

et l'on voit que, si $r\to R$, $t\to\infty$ et pour $r>R$, t est imaginaire.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la combinaison du camphre avec la nitrocellulose.* Note de Mlle **Thérèse Petitpas** et M. **Jean Desmaroux**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

La fixation du camphre sur la nitrocellulose avait été étudiée par l'un de nous en 1928 ([1]), en immergeant des fibres de nitrocellulose dans des solutions de concentrations variables de camphre dans l'essence de pétrole (sensiblement de l'hexane), et en déterminant la répartition d'équilibre du camphre entre la phase hexane et la phase nitrocellulose. On trouve des courbes de la forme représentée figure 1. L'absorption dans la phase nitrocellulose commence par être nulle, jusqu'à une certaine concentration moléculaire C_0 dans la phase hexane, puis il se produit une montée quasi verticale de la concentration en

([1]) Jean Desmaroux, *Mémorial des Poudres*, 23, 1928, p. 54.

camphre de la nitrocellulose dès qu'on dépasse cette concentration critique, et l'on obtient une absorption finale correspondant à peu près à un rapport stœchiométrique de molécule à molécule entre le camphre et la nitrocellulose, la *molécule de nitrocellulose* étant un reste de glucose en C_6. Cette forme de courbe semble correspondre à la formation d'une combinaison dissociable entre le camphre et la nitrocellulose. Il y aurait deux phases solides : nitrocellulose pure, nitrocellulose combinée, et le système deviendrait monovariant.

Cette explication, adoptée en 1928, s'est heurtée à des objections sérieuses. L'acétone, qui est une cétone comme le camphre, et qui se fixe certainement par le même mécanisme (par sa fonction cétonique), donne des courbes d'absorption d'une allure tout à fait différente. L'absorption de l'acétone par la nitrocellulose commence même aux faibles concentrations; il n'y a pas de concentration limite. L'étude de la structure aux rayons X de ces combinaisons moléculaires a pu être faite soit sur le camphre, soit sur l'acétone, et a montré que les structures de ces deux composés étaient tout à fait analogues : le camphre et l'acétone s'introduisent dans le réseau et se fixent sur les groupes actifs de la nitrocellulose en des points bien déterminés. La seule différence est que la molécule de camphre est beaucoup plus grosse que la molécule d'acétone.

En 1943, l'un de nous ([2]) a étudié l'absorption par la nitrocellulose d'une série de gélatinisants, les acétates, en faisant varier systématiquement la longueur de la chaîne. On observe que les courbes se creusent de plus en plus aux faibles concentrations à mesure que la molécule s'alourdit et tendent à prendre la forme de la courbe du camphre.

K. Hess et ses collaborateurs ([3]), en 1932, ont apporté une contribution capitale à ce problème. Ils ont retrouvé avec les solutions de camphre dans l'essence de pétrole les mêmes résultats que nous; mais ils ont observé que la forme de la courbe dépendait du solvant choisi, et que, en remplaçant l'essence de pétrole par les alcools [*fig.* 1 (*a*)], ou en ajoutant un peu d'acétone dans l'essence de pétrole, la forme d'absorption du camphre se rapprochait tout à fait de la forme d'absorption de l'acétone.

Les expériences de K. Hess, faites en milieu liquide, présentent une certaine difficulté d'interprétation parce qu'il est quasi impossible de déterminer la composition exacte, en camphre d'une part, en alcool ou acétone d'autre part, des fibres ayant absorbé les gélatinisants. Dans une nouvelle étude de la question, nous avons évité ces difficultés, en plaçant les fibres dans une phase vapeur produite par une solution de camphre dans l'alcool méthylique. Le détail de ces expériences sera publié dans un autre Recueil. Les résultats sont les suivants (*fig.* 2). La fixation du camphre par la nitrocellulose se produit même aux faibles concentrations; la courbe a la même allure qu'avec l'acétone

---

([2]) Thérèse Petitpas, *Thèse*, Paris, 1943.

([3]) *Z. physik. Chem.*, série B, 16, 1932, p. 415; 30, 1935, p. 183.

jusqu'à ce que l'on atteigne la saturation de l'alcool méthylique; mais l'absorption du camphre passe par un maximum, au voisinage de la solution saturée

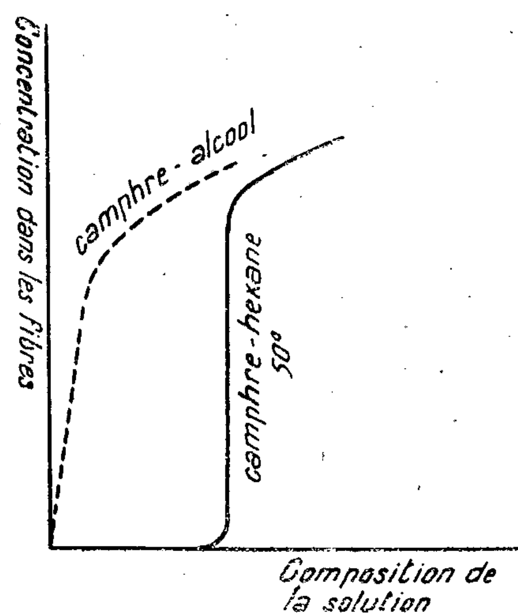


Fig. 1.

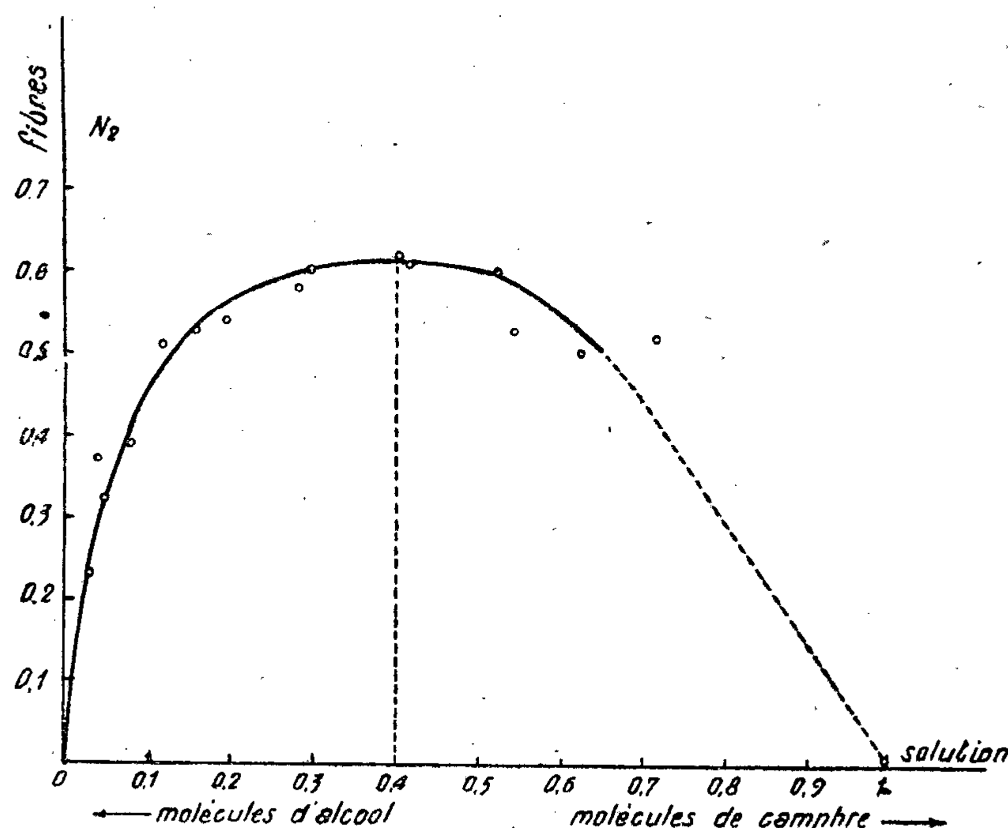


Fig. 2.

du camphre dans l'alcool. Si l'on continue d'ajouter du camphre, c'est-à-dire si l'on opère avec un mélange de camphre et de liqueur saturée, l'absorption décroît avec la concentration en alcool et finit même par s'annuler pour le camphre sec. La quantité d'alcool méthylique fixé est irrégulière et peu importante, elle a été négligée.

On retrouve donc bien en phase vapeur ce que nous proposons d'appeler l'*effet Hess*, à savoir l'action d'un gélatinisant peu actif, mais à petite molécule, pour faire pénétrer dans le réseau un gélatinisant fort, mais à grosse molécule, qui vient prendre peu à peu la place du premier dès que ses groupes plus actifs ont pu avoir accès à l'intérieur du réseau.

En absence de *catalyseur*, le gélatinisant à grosse molécule ne pénètre que lorsque sa concentration, ou plus précisément son *activité* au sens de Lewis, est suffisante pour vaincre les forces de cohésion du réseau; mais, dès qu'il pénètre, il atteint la concentration correspondant au véritable équilibre thermodynamique. C'est ce qui explique la forme particulière des courbes.

C'est un type d'empêchement stérique dû à la structure en réseau, différent de l'empêchement stérique ordinaire, qui est dû à la structure de la molécule.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Mesure des faibles tensions de vapeur.* Note (¹) de MM. **Georges Fouretier** et **Maurice Taillade**, présentée par M. Charles Fabry.

Une des méthodes utilisées pour la mesure des faibles tensions de vapeur est la méthode d'entraînement par un courant gazeux que l'on sature en le faisant

(1) Séance du 6 mars 1944.

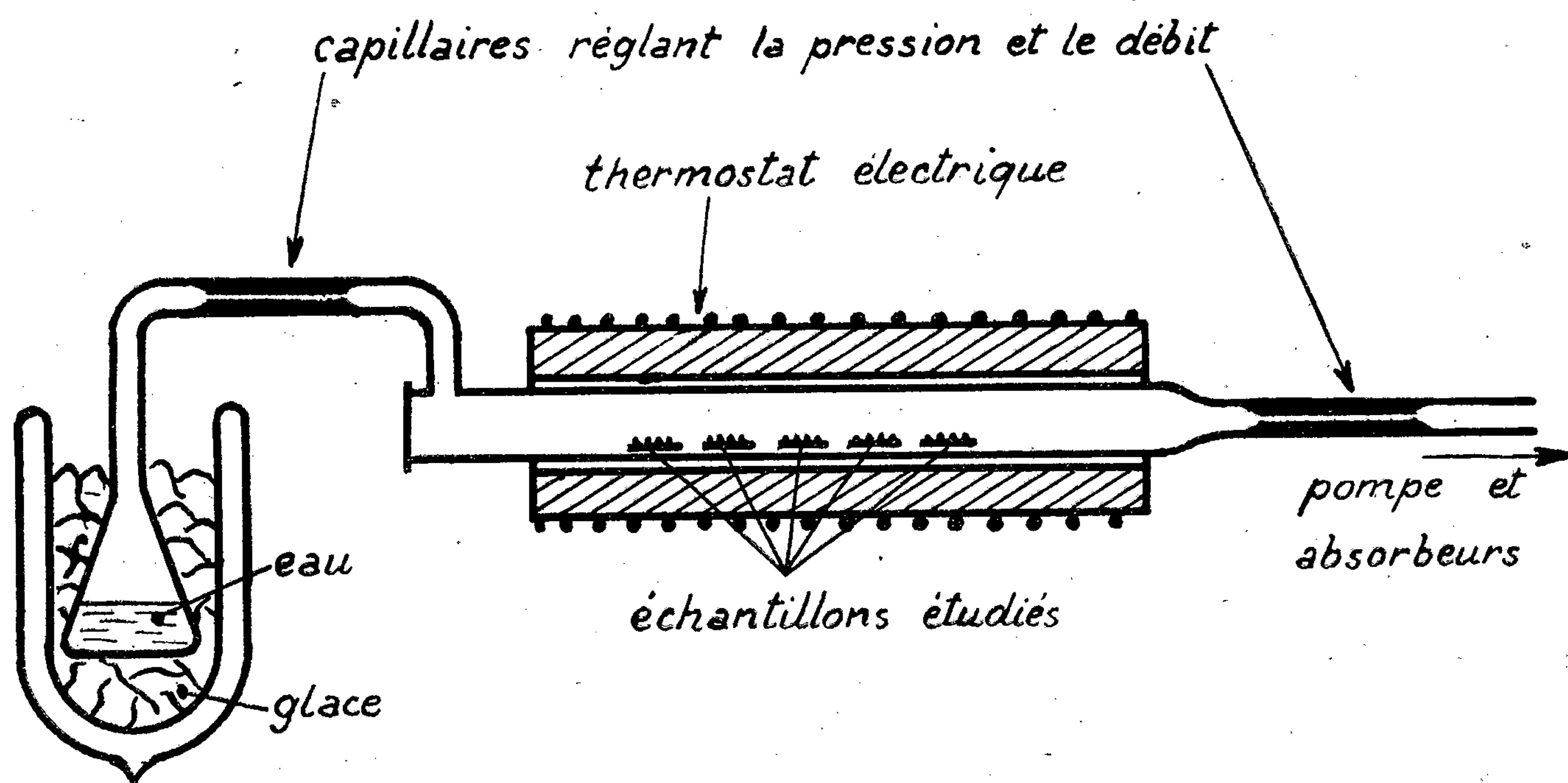
passer sur le corps à étudier. On mesure la quantité de produit évaporé, soit par dosage dans le courant gazeux, soit par pesée du produit étudié et l'on détermine le volume de gaz. Si la saturation est atteinte dans les conditions où l'on opère, on obtient ainsi le produit PM, où P est la pression de vapeur et M la masse moléculaire du corps étudié. Habituellement, pour assurer la saturation du courant gazeux, on emploie une assez grande quantité de produit (par exemple une centaine de grammes) dont on évapore quelques milligrammes. Ce mode opératoire présente l'inconvénient suivant : la présence d'une faible quantité d'une impureté volatile peut fausser énormément le résultat, cette impureté s'évaporant la première. On se trouve donc amené à la nécessité d'une purification soignée et parfois difficilement contrôlable du produit étudié. Il y aurait donc intérêt à opérer sur un échantillon restreint que l'on pourrait évaporer complètement au cours de l'essai. C'est ce que nous avons cherché à réaliser. Pour assurer la saturation, nous avons diminué la pression du gaz d'entraînement, ce qui facilite la diffusion de la vapeur du produit étudié en augmentant le libre parcours moyen de ses molécules. Cette diminution de pression a, de plus, l'avantage de diminuer le risque d'un entraînement mécanique par le courant gazeux.

Des essais préliminaires ont conduit à adopter les dispositions suivantes : le produit étudié pulvérisé est placé par quantités de l'ordre de quelques milligrammes sur des lamelles d'environ 2^{cm^2} de surface et d'un poids de quelques centigrammes (par exemple des couvre-objets de microscope); ces lamelles sont installées dans une canalisation de section rectangulaire (environ 15×2 mm²) où passe le courant gazeux d'entraînement avec une vitesse linéaire pouvant aller de 5 cm/s à 150 cm/s et sous des pressions variant entre $0^{mm},4$ et 10^{mm} de mercure. Un moyen commode de réaliser un tel débit gazeux est le suivant : de l'eau se trouve placée dans un thermostat à glace, la vapeur dégagée est aspirée par une pompe à vapeur de mercure à travers la canalisation et envoyée dans des absorbeurs. On a ainsi un débit régulier à pression constante; le volume peut être déterminé par pesée de l'eau et application des formules des gaz. Pour obtenir des pressions inférieures à la tension de vapeur saturante de l'eau à 0°, on interpose un capillaire convenablement choisi sur le trajet de la vapeur d'eau (voir la figure).

Si l'on veut employer un autre gaz que la vapeur d'eau, on en mesure le volume à la pression ordinaire et on le détend à travers un capillaire très fin (diamètre de l'ordre de $0^{mm},1$) pour ramener sa pression à quelques millimètres de mercure, mais il est assez difficile d'éviter des irrégularités dans le débit par suite de bouchages du capillaire.

Comme exemple d'emploi de ce dispositif, nous donnons les résultats d'une détermination de la tension de vapeur de la benzophénone à 31°,1 effectuée en employant comme gaz d'entraînement un courant de vapeur d'eau de vitesse linéaire 10 cm/s environ et de pression $3^{mm},6$ de mercure. La benzophénone

était placée sur 5 à 7 lamelles que le courant gazeux léchait successivement. La saturation était vérifiée par le fait qu'à partir de la deuxième lamelle, les



variations de poids mesurées (par pesée au 1/100 mg) ne dépassaient pas les erreurs de pesée. La benzophénone employée n'ayant pas été spécialement purifiée, nous avons pu constater sur la première des cinq mesures l'effet de la présence d'une impureté plus volatile. Les cinq mesures ont donné les résultats suivants :

Poids de matière évaporée en mg.........	1,15	2,03	2,05	0,92	1,84
Tension de vapeur en mm Hg $\times 10^{-3}$.....	1,92	1,33	1,36	1,29	1,36
Moyenne des quatre dernières mesures...	$1,34 \times 10^{-3}$ mm de mercure				

Par interpolation des nombres obtenus par l'un de nous en utilisant une méthode entièrement différente ([2]), on obtient pour la même température $1,33 \times 10^{-3}$ mm de mercure. L'accord des deux méthodes de mesure peut donc être considéré comme très satisfaisant.

Remarquons qu'il semble à première vue que l'on puisse améliorer indéfiniment la sensibilité de la méthode en diminuant la pression du gaz d'entraînement. En fait il n'en est rien, car, lorsque le libre parcours moyen des molécules devient de l'ordre de grandeur des dimensions transversales de la canalisation, on passe progressivement au régime d'écoulement moléculaire où les divers gaz circulent indépendamment les uns des autres. En fait, avec l'appareil que nous utilisons, nous avons commencé à constater des irrégularités dans les résultats pour des pressions inférieures à $0^{mm},4$ de mercure.

Cette méthode de mesure permet évidemment de déceler la présence d'impuretés dans un produit et combinée éventuellement avec des méthodes d'analyse microchimique, de détecter la présence de plusieurs formes allotropiques dans un corps. Elle serait en outre susceptible de rendre des services pour le fractionnement des produits à point d'ébullition élevé.

([2]) *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 667.

En résumé, nous proposons pour la mesure des faibles tensions de vapeur une variante de la classique méthode d'entraînement caractérisée par l'emploi de très petites quantités de matière (quelques milligrammes) et l'utilisation d'un courant gazeux relativement rapide et à basse pression (de l'ordre du millimètre de mercure). Une série de mesures sur la benzophénone a donné des résultats satisfaisants.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur une méthode d'attaque micrographique très sensible du cuivre.* Note [1] de M. **Pierre Jacquet**, présentée par M. Charles Mauguin.

La structure cristalline des surfaces de cuivre polies par la méthode électrolytique doit être révélée par attaque au moyen de réactifs chimiques. Nous avons montré que le sulfhydrate d'ammonium donne à ce point de vue d'excellents résultats [2]. Toutefois son emploi présente des difficultés pour les spécimens de grandes tailles, et il nécessite toujours certaines précautions.

L. Capdecommme a indiqué que, si, immédiatement après polissage, les deux électrodes de la cellule sont réunies par un conducteur extérieur, un courant de polarisation apparaît dans la pile ainsi constituée, et provoque la formation sur l'anode de films minces d'oxyde, homogènes sur chaque grain, permettant l'observation de la structure par examen en lumière polarisée [3].

Nous avons constaté qu'en utilisant pour le polissage une solution d'acide phosphorique à 100^g par litre, et en réduisant à 60 secondes la durée de la mise en court-circuit, aucune oxydation superficielle ne se manifeste, mais seulement une attaque des joints des cristaux, à l'exclusion des faces cristallines elles-mêmes, à condition que celles-ci soient physiquement et chimiquement homogènes. Dans le cas contraire l'attaque dépend étroitement de la nature des hétérogénéités. L'intérêt de cette méthode est lié précisément à l'absence des phénomènes de corrosion parasites qui, à la seule exception du sulfhydrate d'ammonium, sont inévitables avec les réactifs normaux. Sa réalisation est d'une grande simplicité : il suffit de prévoir un commutateur permettant de réunir les deux électrodes aussitôt après coupure du circuit de polissage. L'expérience montre que le courant de polarisation est dû à la dissymétrie créée par la couche, riche en produits de dissolution, qui recouvre l'anode. Il s'annule après 4 minutes environ lorsque cette couche a disparu par diffusion au sein de l'électrolyte.

Applications. — L'attaque étant réalisée dans des conditions toujours identiques donne des résultats parfaitement reproductibles, ce qui permet une

(1) Séance du 8 mai 1944.

(2) *Compagnie générale de construction téléphonique. Le Matériel téléphonique.* Notice VII, 1943.

(3) *Bull. Soc. franç. Min.*, **63**, 1940, p. 57; *Métaux, Corrosion, Usure,* **17**, 1943, p. 53.

grande sécurité dans l'interprétation des aspects obtenus. Nous l'avons utilisée pour l'étude systématique des phénomènes d'écrouissage et de recristallisation du cuivre pur. Les résultats détaillés en seront donnés ailleurs. Voici, à titre d'exemple, certains d'entre eux :

1° Mise en évidence des structures d'écrouissage intense. Des spécimens, constitués de très gros cristaux, sont laminés jusqu'à réduction d'épaisseur de 95 %. L'attaque fait apparaître des stries dont les caractéristiques varient dans les divers grains.

2° Observation des phénomènes précédant la recristallisation proprement dite. On sait que le cuivre écroui, recuit dans des conditions pour lesquelles n'apparaissent pas de nouveaux cristaux, subit cependant certaines modifications dans ses propriétés. Jusqu'à présent, seule la radiographie avait permis d'associer à ce phénomène des transformations dans les réseaux déformés. Or l'attaque électrolytique montre une atténuation très nette de l'intensité des stries d'écrouissage.

3° Examen des premiers germes de recristallisation. Dès qu'ils atteignent une taille moyenne de 2^{μ} à 3^{μ}, les cristaux peuvent être observés, aux plus forts grossissements, sous formes de plages brillantes et lisses au sein de la masse striée encore écrouie.

Il est donc possible de mettre en évidence, avant les rayons X, le début de la recristallisation sur une surface de dimension quelconque, et aussi de localiser et de suivre le développement de ces endroits privilégiés à l'intérieur de chaque cristal déformé.

4° Étude de l'écrouissage provoqué par de très minimes déformations. Le cuivre, soumis à un effort mécanique au-dessus de sa limite élastique, mais bien inférieur à sa limite de rupture, subit des déformations qui, jusqu'à présent, ne pouvaient être observées au microscope que sur la surface bien polie (apparition des lignes ou bandes de glissements). Un cuivre pur, laminé à $1^{mm},8$, puis recuit dans le vide, peut supporter 12 pliages à angle droit avant de se rompre, et son allongement à la traction atteint 33 %. Après un seul pliage, on peut déjà constater que, dans une zone s'étendant sur $1^{mm},5$ de part et d'autre de la ligne de pliage, toute l'épaisseur de l'éprouvette présente un écrouissage, particulièrement intense dans une couche de $0^{mm},6$ sous chacune des deux faces, révélé par des systèmes de stries orientées, parfois légèrement sinueuses, mais souvent aussi rectilignes et continues que le sont les lignes de glissements superficielles. Une micro-éprouvette, soumise à un allongement de 5 %, montre sur toute sa section médiane un aspect analogue. Le métal fondu sous vide et laminé jusqu'à réduction d'épaisseur de 5 % présente aussi des glissements, mais toujours très discontinus, et, de plus, le cristal subit une attaque généralisée. Ceci conduit à supposer que la déformation par laminage suit un processus différent de celui qui caractérise les déformations par traction ou pliage.

L'attaque électrolytique d'une section de cuivre permet donc de déceler l'hétérogénéité structurale qui résulte de minimes déformations des réseaux cristallins, alors que la micrographie classique et la radiographie ne peuvent les mettre en évidence à un stade aussi précoce.

LUMINESCENCE. — *Action des champs électriques sur les scintillations.* Note (¹) de M. **Georges Destriau**, présentée par M. Aimé Cotton.

J'ai déjà eu l'occasion (²) de signaler divers phénomènes présentés par les sulfures de zinc et de zinc-cadmium phosphorescents irradiés aux rayons X,

(¹) Séance du 8 mai 1944.

(²) *Journal de Physique*, 8ᵉ série, 1943, pp. 32 et 77.

puis soumis à l'action des champs électriques. On obtient une extinction partielle de la luminescence visible et une illumination fugace pouvant se manifester longtemps après irradiation, alors que toute luminescence résiduelle visible a disparu. Les sulfures sont plus ou moins sensibles à ces deux phénomènes. Aussi, pour certains sulfures de zinc présentant une phosphorescence vive, mais très brève, le phénomène d'illumination fugace est inexistant, alors que l'extinction est forte; pour les sulfures mixtes de zinc-cadmium, les deux phénomènes s'observent avec intensité; pour les sulfures de zinc à phosphorogine de cuivre, l'extinction est faible et l'illumination fugace très intense.

J'ai recherché si les champs électriques agissaient pareillement sur la luminescence excitée par les rayons α. Pour cela, j'ai utilisé des cellules électrophotoluminescentes dont l'électrode métallique était constituée par une feuille mince d'or ou d'argent facilement traversée par les rayons α. La source radioactive était une source de polonium de 35000 U. E. S. prêtée par Mme Joliot. Avec une source aussi intense, la luminescence des écrans paraissait uniforme.

J'ai pu constater ainsi que les champs électriques ne produisaient aucun effet extincteur sur la luminescence visible et brève excitée par les rayons α.

Par contre, le phénomène d'illumination fugace est intense; il peut même s'observer faiblement avec les sulfures de zinc pour lesquels il n'est pas observable après irradiation aux rayons X. Enfin, tandis qu'avec les rayons X, l'irradiation doit avoir été suffisamment prolongée (quelques dizaines de secondes), pour que le champ fournisse une illumination appréciable, dans le cas des rayons α, il suffit au contraire d'une exposition brève (quelques secondes).

L'énergie lumineuse totale libérée à l'illumination fugace reste cependant faible, et il n'est pas possible, avec une source radioactive peu intense, d'observer l'illumination qui correspond séparément à chaque point d'impact en particulier.

L'action générale extinctrice des radiations infrarouges sur l'illumination fugace s'observe de même ici avec intensité; il suffit d'une énergie infrarouge relativement faible pour l'annihiler complètement.

Notons enfin que le phénomène d'illumination fugace est propre aux sulfures; je n'ai pu l'observer sur des germanates, des silicates et des tungstates, très sensibles cependant à l'action des rayons α.

CHIMIE ORGANIQUE. — *De la chimie des inhibiteurs de carbures cancérigènes* (1) : *synthèse de polyméthylbenzacridines*. Note (2) de MM. **Buu-Hoï** et **Jean Lecocq**, présentée par M. Marcel Delépine.

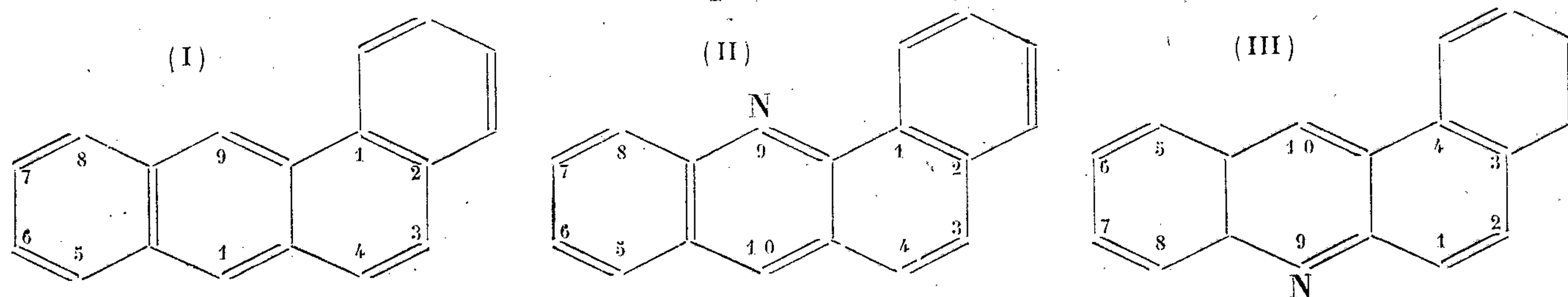
On sait (3) que la plupart des homologues méthylés du benzanthracène (I) sont d'actifs agents carcinogènes, en particulier lorsque les groupes substituants occupent les positions 10, 9, 5, 7 et 3 (l'effet semblant être cumulatif).

(1) Voir Buu-Hoï et Jean Lecocq, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 648.

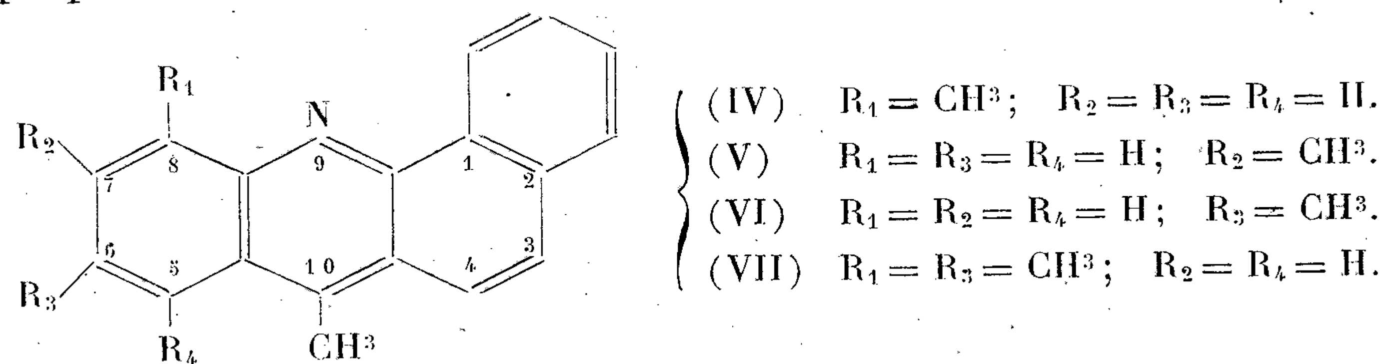
(2) Séance du 8 mai 1944.

(3) Badger, Cook et collaborateurs, *Proc. Roy. Soc.* (Londres), B, **129**, 1940, p. 439.

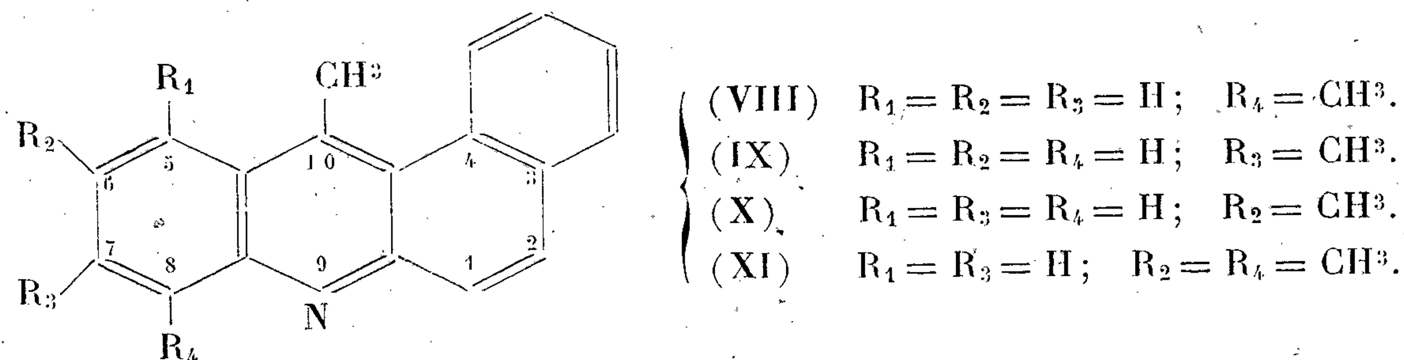
Par ailleurs il a été montré récemment (4) que la dibenzacridine 1.2.5.6 était capable de réduire l'activité physiologique d'un hydrocarbure cancérigène de morphologie voisine, le dibenzanthracène 1.2.5.6. Ces faits nous ont conduits à préparer une série d'homologues méthylés des benzacridines 1.2 (II) et 3.4 (III) dont la configuration moléculaire *mimerait* en quelque sorte celle des homologues fortement cancérigènes (ou présumés tels) du benzanthracène-1.2. Nous nous sommes particulièrement intéressés, dans cet ordre



d'idées, aux dérivés possédant un groupe méthyle en *méso*; la méthode classique de synthèse des méso-alcoylacridines est celle de Bernthsen, qui consiste à chauffer une diarylamine avec un acide organique en présence de Cl^2Zn. Posstowski et Lundin (5) avaient déjà appliqué cette méthode à la préparation des méthyl- et éthyl-10-benzacridines-1.2 et 3.4; mais la technique de Bernthsen, qui n'a pas subi jusqu'ici de modification notable, est tout à fait laborieuse et conduit à de très mauvais rendements lorsqu'on l'applique à des aryl-N-naphtylamines. Nous l'avons considérablement améliorée en substituant aux acides organiques leurs anhydrides, et en isolant les produits de la synthèse par distillation. En opérant de la sorte, nous n'avons eu aucun mal à préparer avec d'excellents rendements la série des homologues des deux



dibenzacridines, non encore décrits dans la littérature : diméthyl-8.10-benzacridine-1.2 (IV), diméthyl-7.10-benzacridine-1.2 (V), diméthyl-6.10-benzacridine-1.2 (VI), et triméthyl-6.8.10-benzacridine-1.2 (VII); diméthyl-8.10-benzacridine-3.4 (VIII), diméthyl-7.10-benzacridine-3.4 (IX), diméthyl-6.10-



(4) LACASSAGNE, BUU-HOÏ, DAUDEL et RUDALI, *C. R. Soc. Biol.*, **138**, 1944, p. 282.

(5) *Chem. Zentralbl.*, 1940, II, p. 205. Ces auteurs ont préparé ces corps en vue d'examiner leur pouvoir cancérigène éventuel.

benzacridine-3.4 (X), et triméthyl-6.8.10-benzacridine-3.4 (XI). Tous ces composés sont très faiblement jaunes, fort bien cristallisés, facilement distillables, peu solubles dans l'alcool et peu solubles ou très solubles dans le benzène. Les solutions sulfuriques sont douées d'une vive fluorescence verte et sont colorées en jaune vif; la fluorescence des solutions alcooliques est bleue ([6]) : les chlorhydrates sont tous des aiguilles jaune vif très peu solubles dans l'eau, plus solubles dans l'alcool. Les corps nouveaux sont en cours d'étude, par les soins de M. Lacassagne, tant au point de vue de l'activité cancérigène qu'à celui du pouvoir inhibiteur. Une étude y est également faite en ce qui regarde une action éventuelle sur les mitoses cellulaires chez les végétaux ([7]).

Mode expérimental. — Les aryl-N-naphtylamines utilisées ont été préparées selon Knœvenagel ([1]).

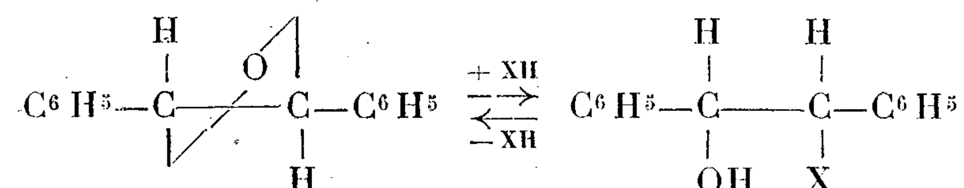
1° (IV) $C^{19}H^{15}N$. 10g d'*o*-tolyl-α-naphtylamine ($É_{10}$ 225-230°) sont chauffés 12 heures à 230° avec 15g de Cl^2Zn, 10g d'anhydride acétique et 5g d'acide acétique. On traite le produit de réaction par du benzène et la lessive de KOH chaude, distille le résidu d'évaporation de la couche benzénique sous vide, et cristallise le distillat plusieurs fois dans l'alcool additionné d'un peu de benzène. Fines aiguilles jaunâtres F 133°, ($É_3$ ∼ 280°); *picrate :* aiguilles jaunes très peu solubles dans l'alcool. — 2° (V) $C^{19}H^{15}N$. Obtenu à partir de la *m*-tolyl-α-naphtylamine ($É_{10}$ 234-237°). Aiguilles soyeuses jaunâtres F 141°, $É_{10}$ ∼ 300°; *picrate :* fines aiguilles jaune foncé F 235° (décomp.). — 3° (VI) $C^{19}H^{15}N$. Obtenu à partir de la *p*-tolyl-α-naphtylamine ($É_{10}$ 230°); aiguilles presque incolores F 162°, $É_{10}$ ∼ 300°, peu solubles dans le benzène froid; *picrate :* aiguilles jaunes soyeuses fondant au-dessus de 230° (décomp.). — 4° (VII) $C^{20}H^{17}N$. Obtenu à partir de la diméthyl-2.3-phényl-α-naphtylamine ($É_{20}$ 260-270°); fines aiguilles jaune verdâtre, brillantes ($É_{50}$ ∼ 275°), peu solubles dans le benzène, F 164-165°; *picrate :* aiguilles soyeuses jaune vif, F 144° (de C^6H^6 + alcool). — 5° (VIII) $C^{19}H^{15}N$. Obtenu à partir de l'*o*-tolyl-β-naphtylamine ($É_{10}$ 245-250°); très longues aiguilles soyeuses, presque incolores F 113°, ($É_5$ ∼ 270°); *picrate :* fines aiguilles jaune vif, brillantes, se décomposant au-dessus de 240° (du nitrobenzène). — 6° (IX) $C^{19}H^{15}N$. Obtenu à partir de la *m*-tolyl-β-naphtylamine ($É_{10}$ 245°); aiguilles soyeuses, brillantes, F 144° ($É_5$ ∼ 275°); *picrate :* aiguilles jaune vif fondant instantanément vers 228° (du nitrobenzène). — 7° (X) $C^{19}H^{15}N$. Obtenu à partir de la *p*-tolyl-β-naphtylamine ($É_{10}$ 275-250°); aiguilles soyeuses, presque incolores, très solubles dans le benzène, F 140° ($É_5$ ∼ 273°); *picrate :* fines aiguilles jaunes très peu solubles dans l'alcool, F 226-227° (décomp.) (recristallisées du nitrobenzène). — 8° (XI) $C^{20}H^{17}N$. Obtenu à partir de la diméthyl-2.3-phényl-β-naphtylamine ($É_{20}$ 273°); fines aiguilles jaunâtres très solubles dans le benzène, F 115° ($É_5$ ∼ 275°); *picrate :* fins cristaux prismatiques jaune vif (du nitrobenzène) se décomposant au-dessus de 250° environ (remarquer la différence de la solubilité et du point de fusion avec ceux du picrate de l'isomère (VII).

([6]) Il serait intéressant d'étudier l'action de ces composés sur les trypanosomes, les acridines étant très souvent trypanocides.

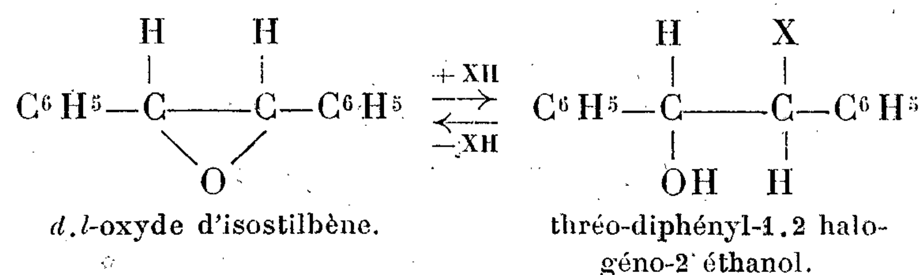
([7]) On sait en effet que la trypaflavine, composé de structure également acridique, est un puissant modificateur des mitoses cellulaires.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Obtention des halohydrines de l'isohydrobenzoïne par action des hydracides sur l'oxyde d'isostilbène et leurs principales transformations.* Note de M. **Daniel Reulos** et M[lle] **Cécile Collin**, présentée par M. Marc Tiffeneau.

L'un de nous ([1]), en faisant agir les hydracides ClH, BrH et IH sur l'oxyde de stilbène, a réussi à préparer trois érythro-diphényl-1.2 halogéno-2 éthanols (halohydrines de l'hydrobenzoïne). Comme le montre le schéma ci-dessous, cette addition d'hydracide comporte une inversion de Walden qui, non seulement se produit dans la transformation de l'époxyde *trans* en halohydrines *cis* (érythro), mais qu'on observe également lorsque, à leur tour, ces halohydrines sont traitées par la potasse et régénèrent l'époxyde primitif, l'oxyde de stilbène :



Il était à prévoir que l'oxyde d'isostilbène (*cis*) pourrait fixer de la même façon les divers hydracides avec formation des halohydrines de l'isohydrobenzoïne (thréo-diphényl-1.2 halogéno-éthanols), c'est-à-dire avec inversion de Walden comme dans le cas précédent :



d.l-oxyde d'isostilbène. thréo-diphényl-1.2 halogéno-2 éthanol.

C'est précisément ce que nous avons pu constater en fixant les trois hydracides ClH, BrH et IH sur le *d.l*-oxyde d'isostilbène, et c'est aux halohydrines ainsi obtenues et à leurs diverses transformations qu'est consacrée la présente Note.

Tandis que la thréo-chlorhydrine (F 47°) et la thréo-bromhydrine (F 49°) sont bien cristallisées, la thréo-iodhydrine n'a été obtenue qu'à l'état liquide et facilement altérable comme toutes les iodhydrines. Nous avons pu identifier l'une de ces halohydrines, le thréo-diphényl-1.2 chloro-2 éthanol, avec la thréo-chlorhydrine obtenue par l'un de nous, en commun avec M[lle] Le Tellier, dans l'estérification indirecte de l'isohydrobenzoïne en faisant agir ClH sur l'ester sulfureux cyclique de ce glycol ([2]).

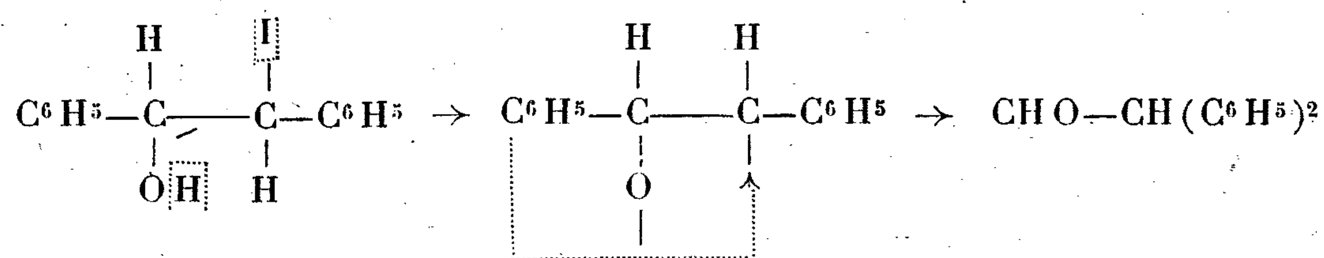
Parmi les transformations que nous avons effectuées avec ces thréo-halo-

([1]) D. Reulos, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 774.

([2]) D. Reulos et S. Le Tellier, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 698.

hydrines, la plus simple est celle qu'on réalise en les soumettant à l'action de la potasse qui les transforme toutes trois en *d.l*-oxyde d'isostilbène F 42°, avec nouvelle inversion de Walden. Quant à l'action des chlorures de phosphore qui transforment l'érythrochlorhydrine en α chlorure de stilbène (F 195°), nous avons constaté que PCl^5 transforme la thréo-chlorhydrine en un mélange d'α et de β chlorure de stilbène; et que PBr^3 donne, de même, avec la thréo-bromhydrine, un mélange d'α et de β bromures de stilbène dans lequel l'α semble être prédominant.

Nous signalerons enfin que la thréo-iodhydrine, soumise à la déshalogénation argentique, donne lieu à une transposition hydrobenzoïnique conduisant à l'aldéhyde diphénylacétique :



Or, dans les mêmes conditions, l'isomère érythro perd IOH pour donner du stilbène. Ainsi, dans la déshalogénation argentique des iodhydrines de l'hydro- et de l'isohydrobenzoïne, la configuration spatiale semble intervenir pour faciliter l'élimination directe ou indirecte de I avec H de l'hydroxyle, mais seulement lorsque I et OH sont en position *trans*, alors que dans la position *cis*, l'élimination de I paraît s'effectuer non plus avec H mais avec l'hydroxyle lui-même avec libération de stilbène.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les thioptérines*. Note de MM. **Michel Polonovski**, **Marcel Pesson** et **Roger Vieillefosse**, présentée par M. Marc Tiffeneau.

Le rôle biologique de certaines ptérines naturelles, ainsi que les propriétés pharmacodynamiques et vitaminiques que nous avons reconnues récemment à quelques dérivés ptéridiniques [1], la présence enfin dans l'urine d'une ptérine contenant deux atomes de soufre, l'urothion (Koschara), nous ont incités à étudier le comportement de nouveaux dérivés soufrés de ce type.

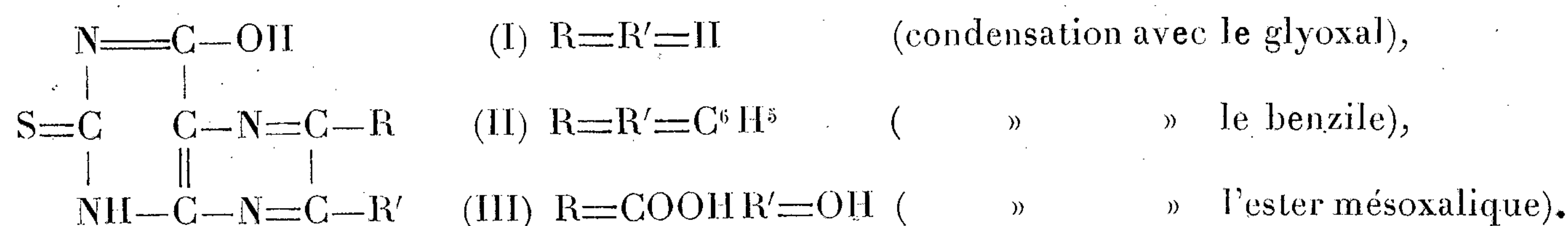
Nous avons, à cet effet, réalisé la synthèse de 2-thioptérines sur le modèle de celle des ptérines correspondantes. Le produit de condensation de la thiourée et de l'ester cyanacétique fut transformé en 2-thio-6-hydroxy-4.5-diamino-pyrimidine selon la technique de Traube; puis nous avons successivement condensé cette base, en milieu acétique ou sulfurique dilué, avec le glyoxal, le benzile et l'ester mésoxalique.

Ces différentes ptérines se présentent sous forme cristallisée, plus ou moins

---

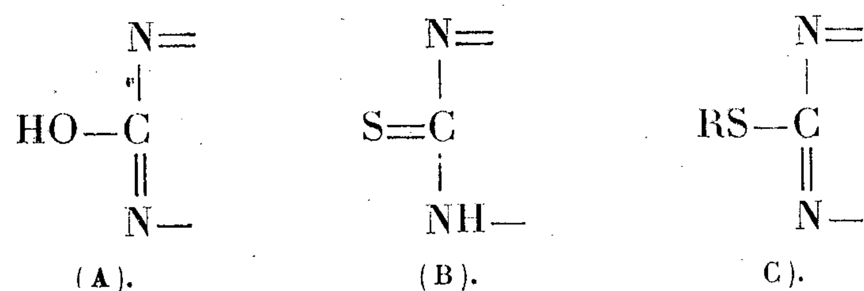
(1) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 609.

colorées en jaune, très peu solubles dans l'eau et les acides, solubles dans les alcalis et insolubles dans les solvants organiques, à l'exception des dérivés du benzile, chez lesquels la présence des deux noyaux benzéniques confère une certaine solubilité dans l'alcool et l'éther. Elles répondent au schéma



Alors que les ptérines correspondantes sont douées, en milieu alcalin, d'une magnifique fluorescence bleue à la lumière ultraviolette, les thioptérines sont entièrement dépourvues de fluorescence ([2]) quel que soit le pH. Mais il suffit d'introduire dans leur solution alcaline une goutte d'eau oxygénée pour qu'une intense fluorescence apparaisse, atteignant son maximum d'intensité lorsque le perhydrol ajouté a libéré, par oxydation de l'atome de soufre, une molécule d'acide sulfurique.

L'absence de fluorescence des thioptérines ne peut s'expliquer par la seule substitution d'un atome de soufre à l'atome d'oxygène et une différence de structure de la molécule doit en rendre compte. Nous avons émis l'hypothèse que la fluorescence était liée dans ces ptérines à la structure *lactime* (A) des 2-hydroxyptérines, alors que les 2-thioptérines répondraient à une forme *lactame* (B)



S'il en était ainsi, les dérivés thioalcoylés appartenant au type lactime (C) devraient retrouver la fluorescence caractéristique. C'est ce que nous avons, en effet, vérifié sur les dérivés éthylés, dont nous avons effectué la synthèse, soit à partir de la 2-éthylthio-4-hydroxy-6-aminopyrimidine, transformée en 2-éthylthio-4-hydroxy-5, 6-diaminopyrimidine et condensée secondairement avec le glyoxal ou le benzile, soit par éthylation directe ($C^2H^5Br + Na$, dans l'alcool absolu) des 2-thioptérines correspondantes.

La désulfuration par le perhydrol ne conduit pas à un dérivé de la 6-hydroxy-pyrimidine comme le voudrait l'analogie avec la transformation de la thioadénine en adénine. On obtient en effet des 2.6-dihydroxyptéridines, ainsi que le prouve l'identité des produits d'oxydation avec les ptérines préparées

([2]) Nous avons retrouvé dans une communication orale de Peters signalée dans un mémoire de R. Robinson et M. Tomlinson (*J. Chem. Soc.*, 1935, p. 467) mention de cette suppression de la fluorescence par l'introduction d'un groupe thiol.

par synthèse directe à partir de l'urée (identité des points de fusion, des spectres d'absorption et des caractères de fluorescence).

Au cours de ce travail, nous avons préparé les thioptérines suivantes :

2-thio-6-hydroxyptéridine. — Cristaux jaune citron, ne fondant pas au-dessous de 360°, insolubles dans l'eau, les acides et les solvants organiques, solubles dans les alcalis (N %, 31,4, calculé, 31,1; S %, 18,53, calculé, 17,79). Désulfurée par le perhydrol à 30 % en milieu ammoniacal, elle se transforme en lumazine. Par éthylation directe, elle donne la *2-éthylthio-6-hydroxy-ptéridine*, aiguilles jaune clair (F 234°) très solubles dans l'eau, solubles dans l'alcool bouillant, fluorescent en bleu.

2-thio-6-hydroxy-8.9-diphénylptéridine. — Cristaux jaune orangé (F 196°), solubles dans l'alcool et l'éther (N %, 16,96, calculé, 16,86; S %, 9,66, calculé, 9,65). Se transforme par désulfuration en 2.6-dihydroxy-8.9-diphényl-ptéridine (F 319°), fluorescent en bleu en milieu alcalin. Par éthylation directe, elle donne la *2-éthylthio-6-hydroxy-8.9-diphénylptéridine* : cristaux jaunes (F 262°) insolubles dans l'eau, solubles dans l'alcool, très fluorescent en bleu.

Acide 2-thio-6.9-dihydroxyptéridine-8-carboxylique. — Cristaux jaunes, assez solubles dans l'eau, se décarboxylant, avant de fondre, en donnant la *thiodésiminodésoxyleucoptérine*.

On pouvait s'attendre, au cours de la préparation de ce produit, lors de la condensation avec l'ester mésoxalique, à l'obtention de deux isomères, répondant à une structure, soit analogue à celle de l'acide xanthoptérine carboxylique, soit à celle de l'acide isoxanthoptérine carboxylique. La facile décarboxylation de notre produit par chauffage dans le vide à 240° et la fluorescence bleue du dérivé désulfuré par le perhydrol nous conduisent à adopter la formule du type isoxanthoptérine carboxylique.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur l'existence d'une transformation du second ordre présentée par les cristaux de phosphate monoammonique vers* 19° C. Note de M. **Jean Jaffray**, présentée par M. Aimé Cotton.

On sait qu'un certain nombre de sels d'ammonium possèdent des points de transition λ à des températures, variables avec le sel, comprises entre — 30° C. et — 60° C.

En ce qui concerne l'orthophosphate monoammonique, qui se présente sous forme de cristaux quadratiques à la température ordinaire, Simon et Bergman [1] ont trouvé un point de transformation à — 46° C., mais il ne pourrait s'agir ici que d'une transformation du premier ordre et non d'une transition λ, car les auteurs annoncent, à cette température, une discontinuité dans le volume des cristaux qui consiste en une diminution.

---

(1) *Z. physik. Chem.*, B, 7, 1930, p. 255.

Ce résultat n'a pas été retrouvé au cours de mesures de la constante diélectrique de ce sel, à différentes températures, par Busch (²) et Guillien (³). Ce dernier a mis en évidence à 149° K. une transformation cristalline avec chaleur latente, c'est-à-dire du premier ordre. En définitive, on n'a pas observé de point λ pour le phosphate monoammonique aux basses températures.

Klug et Johnson (⁴) ont soumis le phosphate monoammonique à l'analyse thermique différentielle et ont indiqué une transformation voisine de 19° C.; ils ne précisent pas sa nature et suggèrent simplement qu'elle peut être due à la mise en rotation du radical NH^4 dans le réseau cristallin.

Je me suis proposé de fixer la nature de cette transformation et de préciser à quelle température elle se produit. La méthode, déjà utilisée pour l'étude des points de transition du sulfate de cuivre pentahydraté (⁵), est la dilatométrie des cristaux de phosphate dans un liquide où ils sont insolubles; l'appareil est décrit dans un autre Recueil (⁶). Une dizaine d'expériences faites dans le toluène et le mercure, par températures croissantes et décroissantes, ont conduit aux résultats suivants.

Le volume moléculaire des cristaux de phosphate monoammonique qui croît généralement avec la température, aux environs de la température ordinaire, ne présente à aucun moment de discontinuité; l'anomalie de dilatation au-dessus

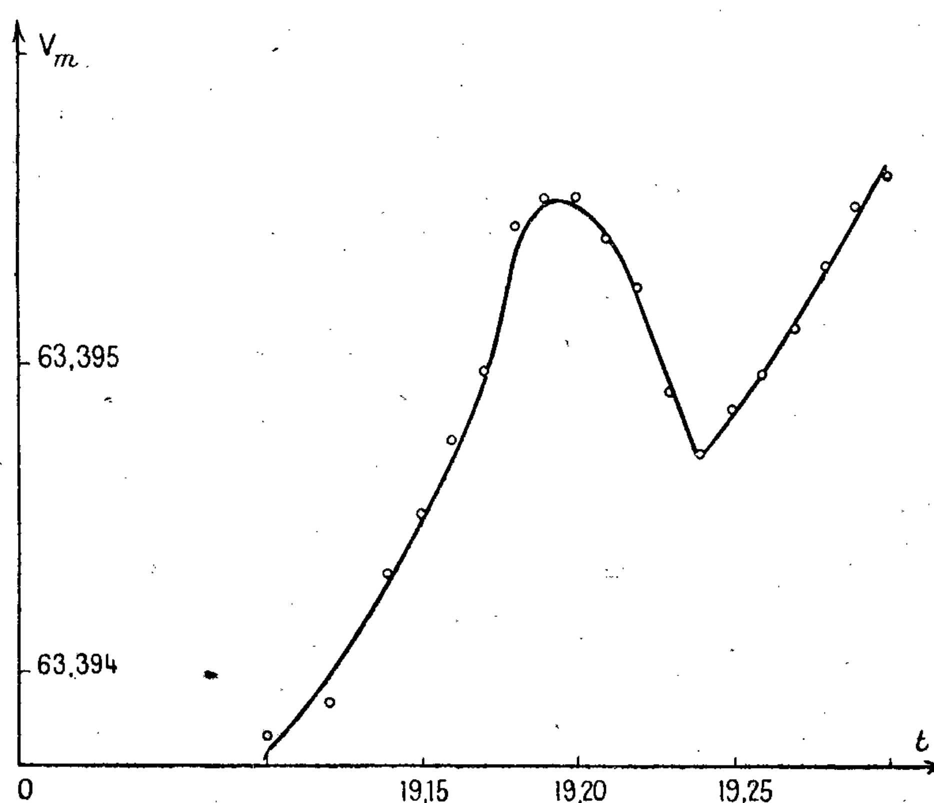


Fig. 1.

de 19° C. se traduit par une décroissance graduelle du volume à partir d'une certaine température, par l'existence d'un minimum aigu, suivi d'une croissance régulière. La figure 1 reproduit les résultats d'une expérience faite dans

(²) *Helv. Phys. Act.*, **11**, 1938, p. 269.
(³) *Annales de Phys.*, **17**, 1942, p. 334.
(⁴) *J. Amer. Chem. Soc.*, **59**, 1937, p. 2061.
(⁵) E. Brun et J. Jaffray, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 371.
(⁶) E. Brun et J. Jaffray, *Cahiers de Physique*, 1944 (sous presse).

le toluène par températures décroissantes; la figure 2 indique les valeurs de dv/dt, c'est-à-dire donne les variations du coefficient de dilatation cubique avec une unité arbitraire. L'absence de discontinuité du volume prouve qu'il ne s'agit pas ici de transformation polymorphique, et la brusque discontinuité du coefficient de dilatation indique une transformation du second ordre.

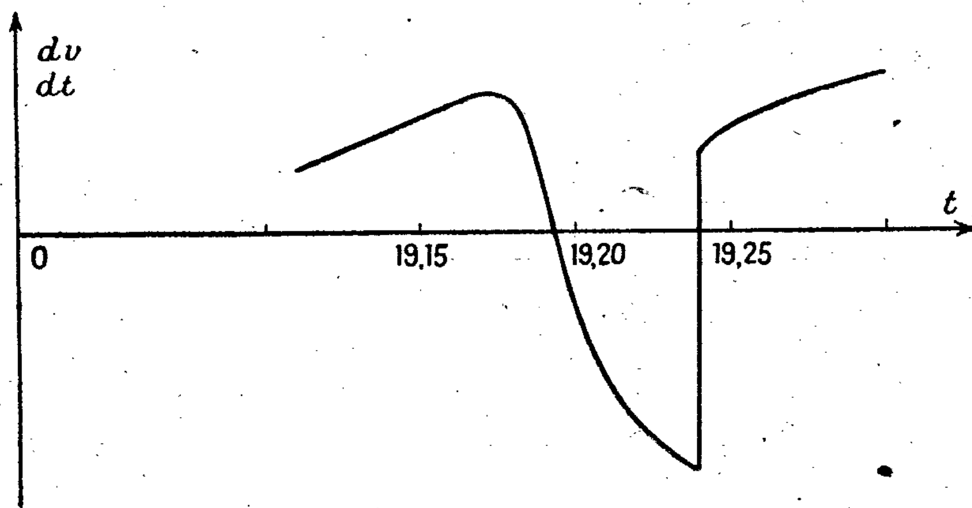


Fig. 2.

Ces résultats ressemblent beaucoup à ceux qui ont été obtenus pour le bromure d'ammonium ([6]), mais, dans ce dernier cas, la variation relative de volume moléculaire est beaucoup plus importante et s'étend sur un plus grand domaine de température. Un autre caractère rapproche les deux sels, l'existence d'une hystérèse thermique ([7]); elle est d'ailleurs assez faible avec le phosphate et ne dépasse sans doute pas $0°,2$. C'est ce phénomène qui limite surtout la précision avec laquelle on peut définir la température du point λ. Nous admettons pour celle-ci $19,2 \pm 0°,3$ C.

Le phosphate monoammonique est actuellement, de tous les sels d'ammonium, celui dont le point λ est à la température la plus élevée.

GÉOLOGIE. — *Sur les sables granitiques et les argiles à meulières du bassin de l'Yvette.* Note de MM. **Pierre George** et **André Rivière.**

Les sables stampiens du bassin de l'Yvette sont surmontés par un complexe argilo-sableux emballant des lits de meulière. Ce complexe a été interprété comme une formation résiduelle, résultant de la décalcification d'un karst de calcaire de Beauce, dont les cavités souterraines auraient été envahies par des sables et des graviers lors du dépôt des sables de Lozère (Burdigalien). La dissolution du calcaire aurait laissé sur place les meulières et les argiles, qui auraient emballé secondairement les sables de remplissage des cavités du karst ([1]). De nombreuses observations nous ont amenés à d'autres conclusions.

([7]) Smits, Ketelaar et Muller, *Z. phys. Chem.*, A, **175**, 1936, p. 359.

([1]) G. F. Dollfus, *Notice de la Carte géol.* au 1/80000, Paris (48) et Melun (65), et *C. R. Collabor.* dans *Bull. Serv. Carte géol.*, 1907, 1909; G. Denizot, *Les formations continentales de la région orléanaise*, Vendôme, 1927, en particulier pp. 183-184.

I. *Observations stratigraphiques.* — L'épaisseur de la formation peut atteindre 4 à 8^m lorsque sa base est visible, ce qui suppose, dans l'hypothèse classique, la destruction d'une épaisseur énorme de calcaire de Beauce, épaisseur qu'il en présente nulle part ailleurs. Cette destruction serait d'autant plus extraordinaire qu'elle serait totale, aucune trace de calcaire ne s'observant dans les régions étudiées, alors que celui-ci réapparaît dans la région de Dourdan et d'Étampes d'une part, dans celle de Trappes d'autre part.

Malgré de fréquentes variations locales, la stratigraphie se présente ainsi :

a. A la base, reposant sur les sables stampiens et les ravinant parfois, on trouve une argile brune, riche en débris végétaux, localement ligniteuse. Elle peut contenir des intercalations sableuses ou de minces bancs de meulière, passant localement à de la silice pulvérulente.

b. Ces argiles supportent des argiles gris clair, fréquemment rubéfiées, contenant des intercalations de sables et de graviers, ainsi que des formations siliceuses variées, surtout représentées par des blocs ou des dalles de *meulière* plus ou moins discontinus, d'épaisseur très variable, mais se présentant en bancs bien stratifiés, sauf au sommet de la série.

c. Cette formation se termine par une croûte, formée de petites plaquettes siliceuses, très ferrugineuses, à patine violacée, cimentant parfois la base des *sables de Lozère* qui surmontent le tout.

Les sables interstratifiés dans les argiles (*a* et *b*) sont généralement bien lités, avec alternance de lits graveleux et de lits plus fins. Ils présentent fréquemment une stratification légèrement entrecroisée et ravinent parfois les argiles. En quelques points ils envahissent la série, mais se présentent plus fréquemment en couches ou en lentilles régulièrement interstratifiées au milieu des argiles. Nulle part il n'a été observé de puits pouvant suggérer une migration de haut en bas. Nulle part les accidents sableux ne contiennent de meulière autrement qu'en minuscules fragments remaniés de la dimension des grains du sable.

Les formations siliceuses intercalées dans les argiles présentent tous les intermédiaires entre des nodules de silice blanche, pulvérulente, et des *meulières* homogènes, d'aspect silexoïde ([2]). C'est ainsi que l'on a observé des tufs siliceux, blanchâtres, poreux et légers, passant parfois à des plaquettes de silice calcédonieuse blanche ou blonde, finement concrétionnées en lits parallèles et des masses de meulières brunes ou blondes, plus ou moins compactes, passant périphériquement à des formations caverneuses aux cavités remplies d'argile fréquemment rubéfiée ou, encore, des meulières alvéolaires se présentant comme des agrégats fibreux et enchevêtrés. La liaison étroite des accidents siliceux aux argiles qui les entourent donne parfois l'impression d'une transition continue et suggère l'idée de ségrégations siliceuses ayant pris

([2]) M. Auzel, *Rev. Géogr. phys. et géol. dynam.*, **3**, 1930, pp. 303-362.

naissance au cours de la métasomatose. Cette interprétation semble confirmée par le fait que des accidents siliceux en place ne se rencontrent qu'au sein des argiles, même lorsque le complexe est essentiellement sableux.

II. *Étude pétrographique des sables.* — Ce sont des sables quartzeux, généralement grossiers, à grains toujours anguleux, qui se séparent nettement en deux types radicalement différents par leur granulométrie et leurs minéraux lourds :

a. Les sables superficiels (sables de Lozère) ont une granulométrie homogène, se traduisant par des courbes polaires subcirculaires les rapprochant des sables de Sologne ([3]). Les courbes cumulatives sont à peu près rectilignes et les courbes de fréquence à peu près parallèles à l'axe des dimensions, avec de faibles pointes. Il s'agit donc d'un matériel n'ayant subi aucun triage, transporté et déposé en bloc. Pauvres en minéraux lourds, ces sables renferment occasionnellement des pyroxènes (diopside), mais ne livrent jamais de rutile, d'andalousite, ni de brookite.

b. Les sables profonds présentent généralement des courbes polaires marquant une prédominance nette des éléments moyens et fins, bien visibles également sur les courbes de fréquence et se traduisant par de fortes inflexions des courbes cumulatives. Ils sont plus riches que les sables superficiels en minéraux lourds et contiennent toujours de l'andalousite et du rutile, souvent de la brookite, jamais de pyroxène.

Conclusions. — Dans la région étudiée, les sables superficiels (sables de Lozère *stricto sensu*) diffèrent profondément au point de vue minéralogique et granulométrique des sables intercalés en poches ou en lits dans les argiles à meulières sous-jacentes. Ceux-ci ne peuvent donc plus être considérés comme provenant du remplissage des cavités souterraines d'un karst par des sables superficiels entraînés en profondeur. Ils sont tout simplement contemporains des argiles au milieu desquelles ils sont interstratifiés. Leurs caractères granulométriques permettent de les considérer comme des apports fluviatiles plus ou moins temporairement torrentiels (crues) en milieu lacustre.

Il n'est donc ni nécessaire, ni vraisemblable d'admettre l'existence d'un karst calcaire épais, ultérieurement et totalement dissous, et les meulières *de cette région* semblent devoir être considérées comme des accidents siliceux au sein d'une série argileuse.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Sur les variations d'intensité des raies* 5577, 5892 *et* 6300 Å *dans le spectre du Ciel nocturne.* Note de MM. **Jean Dufay** et **Tcheng Mao-Lin**, présentée par M. Charles Fabry.

Nous avons entrepris en 1940 l'étude systématique des variations d'intensité des raies brillantes de l'oxygène et du sodium dans le spectre du Ciel nocturne.

([3]) A. Rivière, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 703.

Nos mesures sont faites sur les enregistrements microphotométriques des clichés obtenus avec un petit spectrographe à prismes de flint, dont l'objectif est ouvert à F/1. Chaque plaque est étalonnée en faisant, sur une source de brillance invariable, une pose de même durée que les poses sur le Ciel; on place alors, sur la fente du spectrographe, un échelon absorbant presque neutre, afin de pouvoir construire les courbes de noircissement relatives aux radiations étudiées.

Dans cette Note nous considérons seulement une série de mesures faites en visant vers l'Ouest à 20° de l'horizon. Elle comprend 224 spectrogrammes obtenus au cours de 140 nuits pures et sans Lune, d'octobre 1940 à juillet 1941 à Saint-Genis-Laval, et d'août 1941 à novembre 1943 sous le ciel plus favorable de l'Observatoire de Haute Provence (Saint-Michel, Basses-Alpes). Ce nombre d'observations est à peine suffisant pour préciser l'allure des variations périodiques, en raison des fluctuations d'apparence tout à fait irrégulière, particulièrement importantes dans le cas de la raie verte, qui se produisent d'une nuit à l'autre et souvent au cours d'une même nuit.

Variation diurne. — Dans 70 % des cas environ, l'intensité de la raie verte croît jusque vers le milieu de la nuit, passe par un maximum après minuit et décroît ensuite, comme on l'a déjà constaté à plusieurs reprises. Du début de la nuit au moment du maximum, l'augmentation d'intensité est en moyenne de près de 40 %.

L'intensité de la raie rouge, fortement exaltée durant le crépuscule, décroît encore pendant plusieurs heures après la fin de celui-ci, conformément aux observations de Cabannes et Garrigue ([1]), et recommence à croître bien avant l'aube.

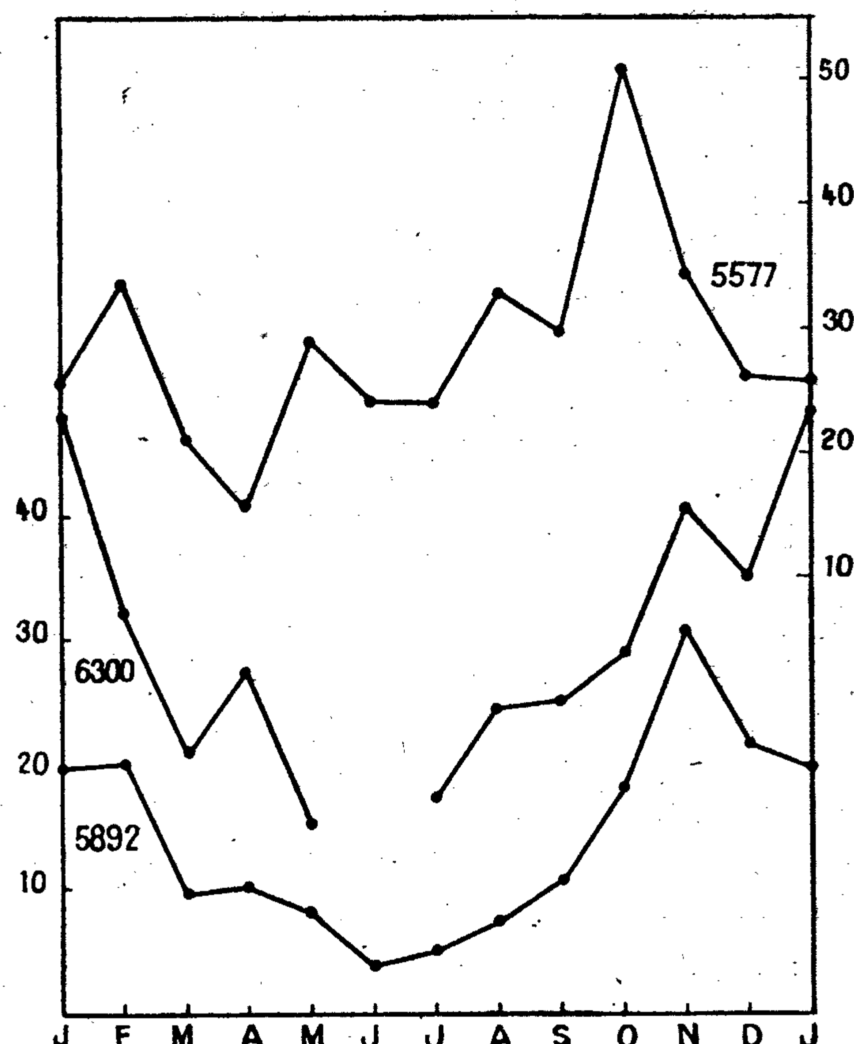
La raie jaune montre un effet semblable, mais plus atténué, qui semble avoir échappé jusqu'ici à l'observation. Son intensité diminue en effet pendant une heure et demie au moins après la fin du crépuscule astronomique. Si l'on admet que l'excitation est encore directement provoquée par le rayonnement solaire, comme au crépuscule, on doit en conclure que les couches émettant le doublet du sodium s'étendent jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres d'altitude.

Variation annuelle. — Les graphiques ci-après montrent la marche des moyennes mensuelles relatives à l'ensemble des trois années d'observation. Les intensités photographiques des trois raies y sont exprimées en unités arbitraires.

Les nombres utilisés sont corrigés de la variation diurne dans le cas de la raie verte, de la variation post-crépusculaire dans le cas des raies jaune et rouge. Mais nous avons rejeté, pour la raie rouge, toutes les poses commencées moins d'une heure après la fin du crépuscule astronomique, car les corrections eussent été trop grandes et trop incertaines.

([1]) *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 484.

On retrouve bien les deux maxima de la raie verte en février et en octobre, ce dernier beaucoup plus important, signalés par lord Rayleigh et Spencer Jones (²). Mais les variations, fort semblables entre elles, des raies 6300 et



5892 Å ne montrent qu'un seul maximum net en hiver et un minimum profond vers le solstice d'été.

Variation lente. — L'intensité moyenne de la raie verte en 1943 est inférieure d'un tiers environ à celle des deux années précédentes. En accord avec les observations de lord Rayleigh (²), le fait peut être rapproché de la décroissance rapide de l'activité solaire en 1943. L'intensité moyenne des raies 6300 et 5892 Å n'a subi au contraire aucun changement notable.

Ainsi, d'une manière générale, la raie 5577 Å se comporte autrement que les deux autres raies. La corrélation entre les intensités des deux raies de l'oxygène n'est pas plus forte qu'entre les intensités des raies 5577 et 5892 Å (coefficient de corrélation $R = +0,36$ dans les deux cas). Par contre les intensités de la raie rouge de l'oxygène et du doublet du sodium sont liées par une très forte corrélation ($R = +0,83$). Il semble donc qu'il faille envisager, dans la haute atmosphère, deux mécanismes d'excitation différents, l'un pour la raie 5577 Å, l'autre pour les raies 6300 et 5892 Å, dont les potentiels d'excitation diffèrent assez peu (1,96 et 2,09 volts). L'intensité de la raie 6300 Å ($^3P - {}^1D$) est d'ailleurs trop grande pour que tous les atomes au niveau ^1D proviennent du niveau ^1S, après émission de la raie verte ($^1D - {}^1S$).

(²) *Proceed. Royal Soc.*, A, **151**, 1935, p. 22.

OPTIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Étude statistique des résidus de la luminosité des éclipses de Lune de 1894 à 1943 par rapport à la loi normale.* Note [1] de M. **Gérard de Vaucouleurs**, présentée par M. Charles Maurain.

J'ai établi précédemment [2] la loi de luminosité normale

$$L_\Phi = 1,3 + 2,4\Phi \tag{1}$$

donnant, dans l'échelle de Danjon, la luminosité L de la Lune éclipsée en fonction de la phase Φ du cycle solaire.

Les résidus par rapport à la loi particulière relative au cycle considéré sont $R_L = L_0 - (L_\Phi + \overline{\Delta L}) = \Delta L - \overline{\Delta L}$; les écarts $\Delta L = L_0 - L_\Phi$ étant donnés par le tableau I [2] et les différences systématiques $\overline{\Delta L}$ au paragraphe 3 [2].

1. Les moyennes mensuelles des résidus R_L, pour $\Phi > 0,2$ [[2], § 3], sont (nombre d'éclipses entre parenthèses) :

Janv...	+0,1 (1)	Avril...	−0,05 (2)	Juil...	−0,2 (2)	Oct...	+0,2 (1)
Févr...	+0,15 (3)	Mai....	+0,1 (1)	Août..	−0,05 (2)	Nov...	+0,25 (2)
Mars...	−0,15 (3)	Juin....	+0,2 (1)	Sept..	−0,25 (3)	Déc...	+0,05 (3)

Une périodicité semi-annuelle paraît bien indiquée, avec minima (éclipses plus sombres) aux équinoxes et maxima (plus claires) aux solstices. Une comparaison avec la déclinaison δ du Soleil (en valeur absolue) donne un coefficient de corrélation de $+0,52$, s'élevant à $+0,84$ si l'on rejette deux points aberrants (juillet et octobre) et conduit à la relation

$$R_L = +0,2(\delta - 13^\circ). \tag{2}$$

Cette variation pourrait aussi être rapprochée de celle de la latitude héliographique de la Terre (en valeur absolue), qui s'annule aussi vers les solstices (6 juin-6 décembre), mais le coefficient de corrélation obtenu est plus faible ($-0,43$) et l'ensemble des points apparaît moins bien groupé.

Finalement les écarts O — C entre les L_0 et les valeurs calculées par la formule

$$L_c = 1,3 + 2,4\Phi + 0,2(\delta - 13^\circ) + \overline{\Delta L} \tag{3}$$

sont reportés dans le tableau I [2]. L'étude de ces résidus, en fonction du nombre n des observations, donne pour l'erreur moyenne de classification $\pm 0,4/\sqrt{n}$ et pour l'écart type spécifique des éclipses la valeur remarquablement faible $\pm 0,2$, indiquant par là une excellente reproductibilité du phénomène ($\Phi > 0,2$).

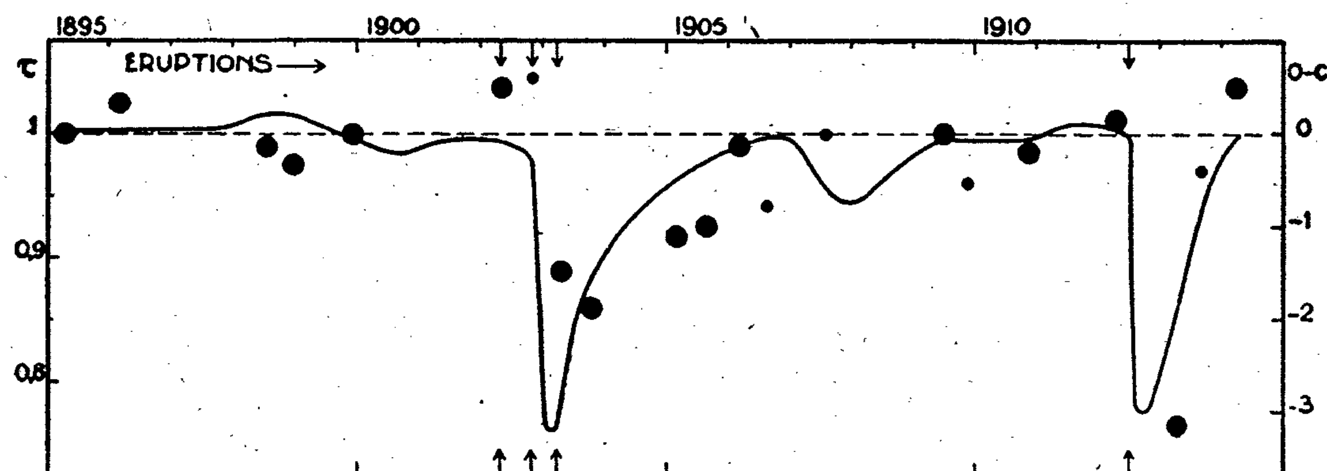
2. A. Danjon a indiqué que l'éruption du Krakatoa en 1883 avait été

---

(1) Séance du 3 avril 1944.

(2) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 655.

suivie de trois éclipses anormalement sombres en 1884-85, qu'il a exclues dans la formation des moyennes. Mais les mêmes phénomènes se sont reproduits en 1903-05 (Montagne Pelée 8-5-02, Santa-Maria 24-10-02, Colima 2-3-03) et 1912-13 (Katmaï 6-6-12), comme le montre nettement la comparaison des O — C du tableau I ([2]) avec les moyennes pyrhéliométriques ([3]) utilisées comme indicatrices de la transmission atmosphérique relative $\bar{\tau}$ (*fig.* 1). Ces éclipses



Éruptions volcaniques, transmission atmosphérique et anomalies des éclipses de Lune de 1895 à 1914.

perturbées (marquées * dans le tableau I) ont été rejetées dans la statistique actuelle.

3. L'allure particulière, en dents de scie, de la courbe de luminosité normale, avec discontinuité aux époques des minima des taches, ne permet pas de la rapprocher des phénomènes solaires qui suivent la courbe des nombres de Wolf, mais suggère plutôt une comparaison avec la latitude des taches (Loi de Spörer). Or on constate que, pour les quatre cycles s'étendant de 1890 à 1933, non seulement il existe, bien entendu, une assez étroite corrélation entre les latitudes moyennes φ des taches et les valeurs correspondantes de L, mais que, de plus, l'écart moyen de ces latitudes moyennes φ par rapport à la moyenne générale $\bar{\varphi}$ relative aux quatre cycles $\varepsilon_\varphi = \overline{|\varphi - \bar{\varphi}|}$, varie au cours du cycle solaire d'une façon très analogue à l'écart moyen $\varepsilon_L = \overline{|L - \bar{L}|}$ de la luminosité des éclipses, comme le montre le tableau suivant (pour ε_φ, les phases $\Phi < 0{,}1$ et $\Phi > 0{,}9$ pendant lesquelles les latitudes moyennes de Greenwich sont dépourvues de signification physique ont été exclues).

Φ.	ε_φ.	Φ.	ε_L.
0,1–0,4	0°,8 (12)	0,0–0,3	0°,6 (7)
0,4–0,6	0,5 (8)	0,3–0,7	0,4 (9)
0,6–0,9	0,3 (12)	0,7–1,0	0,3 (14)

Ainsi chacun des deux phénomènes se reproduit avec moins de régularité au début des cycles qu'à la fin. L'éventualité d'une relation entre ceux-ci semble

([3]) D'après HUMPHREYS, *Physics of the air*, 2e éd. 1929, p. 583; ABBOT et FOWLE, *Smithsonian Miscell. Collec.*, 60, XXIX, 1913.

donc devoir retenir l'attention. Toutefois la corrélation entre les R_L et la latitude héliographique de la Terre (§ 1) est assez lâche, et son signe ne paraît pas très favorable à une telle hypothèse.

MYCOLOGIE. — *Un cas d'onychomycose dû à une espèce du genre Acremoniella* (Allescheriella) A. unguis *n. sp.* Note de MM. **Auguste** et **René Sartory.**

Le sujet est une femme de 44 ans dont la profession actuelle est de faire des ménages; antérieurement, elle a travaillé durant des années comme fille de ferme; depuis 3 ans elle sert des bourgeois et sa tâche principale consiste dans la lessive. Elle présente des lésions à quatre ongles de la main gauche et à ceux des trois premiers doigts de la main droite.

L'ongle est manifestement très épaissi, blanchâtre, avec zones légèrement foncées; le bord se montre lisse, usé, à lame détachée sur une bonne partie de sa longueur; en quelques points, desquamation de la peau périunguéale. La malade prétend que le début de cette affection remonte à au moins 4 ans. Il y a environ deux années, on pratiqua un badigeonnage des doigts contaminés avec de la teinture d'iode (au pinceau). Il y eut une grosse amélioration, à tel point que l'on pût croire à une guérison complète.

Cependant, un an après, la patiente, exerçant son métier et n'étant plus soumise à aucun traitement, vit à nouveau les lésions reprendre de plus belle et, à son tour, le cinquième ongle de la main gauche est lésé.

Après enquête, nous pouvons donc résumer nos observations comme suit : début des lésions : 4 ans auparavant; nécessité de l'examen des ongles.

Ceux-ci sont débités en petits fragments et mis en macération dans de la potasse caustique à 40 %. L'examen microscopique montre la présence de très nombreux amas de corps arrondis de 7^μ à 8^μ; çà et là on voit des filaments mycéliens toruleux, en chenilles de 2^μ à 4^μ de large, bourrés de guttules de graisse; nous ne percevons aucune forme conidienne; seules des formes de souffrance sont présentes.

Assurés qu'il s'agit d'une affection mycosique, nous nous employons à déterminer le parasite en ensemençant des débris d'ongles sur différents milieux de culture, notamment sur gélose maltosée, gélose ordinaire, carotte, pomme de terre et sur milieux liquides maltosés et glucosés. Nous éprouvons une grande difficulté à obtenir le parasite à l'état pur; enfin nous y parvenons après de nombreux repiquages sur gélose maltosée et sur carotte.

A partir des dernières souches il nous est relativement aisé de faire des cultures en goutte pendante dont l'observation nous permet de donner la diagnose suivante : mycélium ramifié, cloisonné, lisse avec hyphes stériles diversement incurvées ($1^\mu,7$ à 5^μ de diamètre). Conidiophores cloisonnés de $2^\mu,2$ à 4^μ de diamètre, cylindriques, munis d'un étranglement à leur sommet; conidies du type aleurie, le plus souvent piriformes, de couleur acajou, à paroi externe lisse (8^μ à 11^μ de diamètre), renfermant toujours une guttule centrale

très réfringente. Le champignon pousse assez bien sur les principaux milieux employés en mycologie parasitaire, mais c'est la gélose maltosée qui lui convient le mieux. Notre champignon y donne une culture d'abord blanche, fortement plissée, plâtreuse, se recouvrant peu à peu de taches brun acajou qui annoncent le début de fructification; en 48 heures toute la culture devient acajou.

Sur carotte, culture moins luxuriante; le début est marqué par l'apparition de filaments blancs, puis crème, devenant par la suite bruns, puis acajou (apparition des conidies). Sur pomme de terre le développement est moindre. Sur milieux glucosés, maltosés et saccharosés, le champignon végète bien; aucune attaque des sucres n'a pu être mise en évidence. Le lait est coagulé avec destruction du caillot et peptonisation de la caséine; le sérum coagulé n'est pas iquéfié; nous obtenons une liquéfaction de la gélatine en moins de 6 jours. La gélose ordinaire constitue un mauvais milieu; la présence de sucre accélère la végétation.

L'optimum cultural a été recherché en cultivant le champignon aux différentes températures comprises entre + 16° et + 44° dans des étuves réglées. Il est compris entre + 30° et + 34°; l'organisme végète encore assez bien à + 36°, + 37°, mais cesse de croître à + 38°, + 39°.

Sur la gélose maltosée on observe la diffusion d'un pigment brun acajou.

Nous n'avons pas obtenu d'effets pathogènes en injectant le parasite par voie sous-cutanée, intramusculaire et intraveineuse, chez le Cobaye et le Lapin. Nous n'avons pu, faute de matériel, pratiquer d'expériences par inoculation sous les ongles d'animaux convenables.

Les caractères de ce champignon correspondent à ceux du genre *Allescheriella*, dont nous ne connaissons que très peu d'espèces [une isolée au Brésil, *A. uredinoides*, trouvée sur des écorces et des mousses; une *Acremoniella* (*Allescheriella*) *tarchiniana*, isolée d'une lésion gommeuse de sillons sous-mammaires, que R. Cifferri et Balducci considèrent comme un sous-genre d'*Acremoniella*].

Nous proposons, pour notre organisme, le nom d'*Acremoniella* (*Allescheriella*) *unguis* n. sp. C'est la première fois à notre connaissance que l'on signale une onychomycose à *Acremoniella*.

La médication iodée intensive, échelonnée sur une période de plus d'une année et comprenant des applications locales de teinture d'iode (après expulsion spontanée ou ablation de l'ongle), et un traitement général (ingestion d'iodure de potassium) ont amené la guérison totale.

PHYSIOLOGIE. — *Action des anoxémies sur la motricité intestinale.* Note de MM. **R. Grandpierre** et **Claude Franck**, présentée par M. Léon Binet.

On admet généralement, en accord avec les observations des auteurs classiques, que l'asphyxie provoque une exagération des mouvements intestinaux. Nous avons pu constater, par contre, que le déficit pur d'oxygène produit une diminution de la motricité intestinale; le fait a été, du reste, confirmé récemment par certains expérimentateurs étrangers (Weltz et von Werz).

La diversité des effets provoqués, au niveau de l'intestin, par les différents types d'anoxémie, nous a conduits à étudier les modalités réactionnelles de cet organe vis-à-vis des anoxémies hyper et hypocapniques, et à en analyser les mécanismes.

Toutes nos expériences ont été réalisées sur le chien chloralosé; elles ont trait à des anoxémies de courte durée, se poursuivant pendant 1 à 6 minutes; les observations ont toujours été faites avant l'arrêt respiratoire. L'anoxémie était provoquée soit par l'inhalation, à travers un jeu de soupapes de Tissot permettant la séparation de l'air inspiré et de l'air expiré, de mélanges gazeux préparés dans un spiromètre de Tissot et composés d'azote, d'oxygène et dans certains cas d'anhydride carbonique en proportions variables, soit par oblitération plus ou moins complète de la trachée, soit enfin par respiration dans un espace clos.

Pour interroger le tonus et la motricité de l'intestin, nous avons utilisé la technique classique qui consiste à introduire, dans les segments intestinaux dont on désire explorer l'activité, des ballonnets en baudruche, remplis de liquide à 38° et en relation avec un vase de pression, lui-même relié à un tambour enregistreur de Marey.

Nous avons pu ainsi constater que l'anoxémie hypocapnique provoque toujours une diminution nette et immédiate de l'activité motrice de l'intestin, s'accompagnant généralement d'une chute de tonus. Le retour à la respiration en atmosphère de composition normale est souvent suivi d'une phase d'hypercinésie passagère.

Dans l'anoxémie hypercapnique, au contraire, on observe toujours une élévation du tonus intestinal et une augmentation parfois très importante de l'activité motrice de l'intestin, se poursuivant, dans certains cas, après la cessation de l'asphyxie.

Ainsi les deux types d'anoxémie déterminent des effets essentiellement différents au niveau de l'intestin.

L'action du déficit d'oxygène sur l'intestin s'exerce à la fois par un mécanisme local et un mécanisme central. Les expériences réalisées sur l'intestin isolé en survie montrent bien que le défaut d'oxygénation de la préparation provoque une inhibition; mais, chez l'animal entier, cette action locale n'est probablement pas la plus importante. Nous avons pu, en effet, constater que, chez le chien chloralosé dont on avait sectionné les nerfs splanchniques, les nerfs pneumogastriques et les divers filets nerveux aboutissant à l'anse intestinale observée, tous les types d'asphyxie ne provoquent plus de modifications des mouvements intestinaux, à condition toutefois que l'anoxémie ne soit pas trop importante (mélanges gazeux contenant plus de 3 % d'oxygène). L'action inhibitrice du manque d'oxygène s'exerce donc principalement par un mécanisme central; la voie efférente se trouve située dans les nerfs splanchniques car, ainsi que nous l'avons vu au cours de diverses expériences, l'effet ne se produit plus pour des anoxémies modérées après section bilatérale des nerfs

grands et petits splanchniques. Une partie de l'action est due à un mécanisme purement nerveux, puisque l'ablation des glandes surrénales ne fait pas disparaître complètement le phénomène, et une autre partie est imputable à la libération d'adrénaline par les surrénales. Nous pensons en outre que, dans le cas d'anoxémie très intense, la sécrétion d'adrénaline par les surrénales peut se faire par action directe du manque d'oxygène sur la glande, ce qui explique que l'on peut encore observer une légère inhibition intestinale même chez l'animal à nerfs splanchniques sectionnés ou à intestin énervé.

Au cours de l'anoxémie hypercapnique, les mêmes mécanismes entrent en jeu. La différence dans les effets observés tient à la superposition de l'action du CO^2 à celle du déficit d'oxygène. Cette action du CO^2 s'exerce par un mécanisme central; déjà Houssay et Hug avaient montré que chez un chien dont la tête perfusée ne restait liée au tronc que par l'intermédiaire des nerfs vagues, l'asphyxie de la tête entraînait une augmentation des contractions de l'intestin. Nous avons pu observer, en outre, que, chez le chien à nerfs pneumogastriques sectionnés, mais à nerfs splanchniques intacts, l'anoxémie hypercapnique provoque une diminution de la motricité intestinale et une chute de tonus comme le fait l'anoxémie hypocapnique.

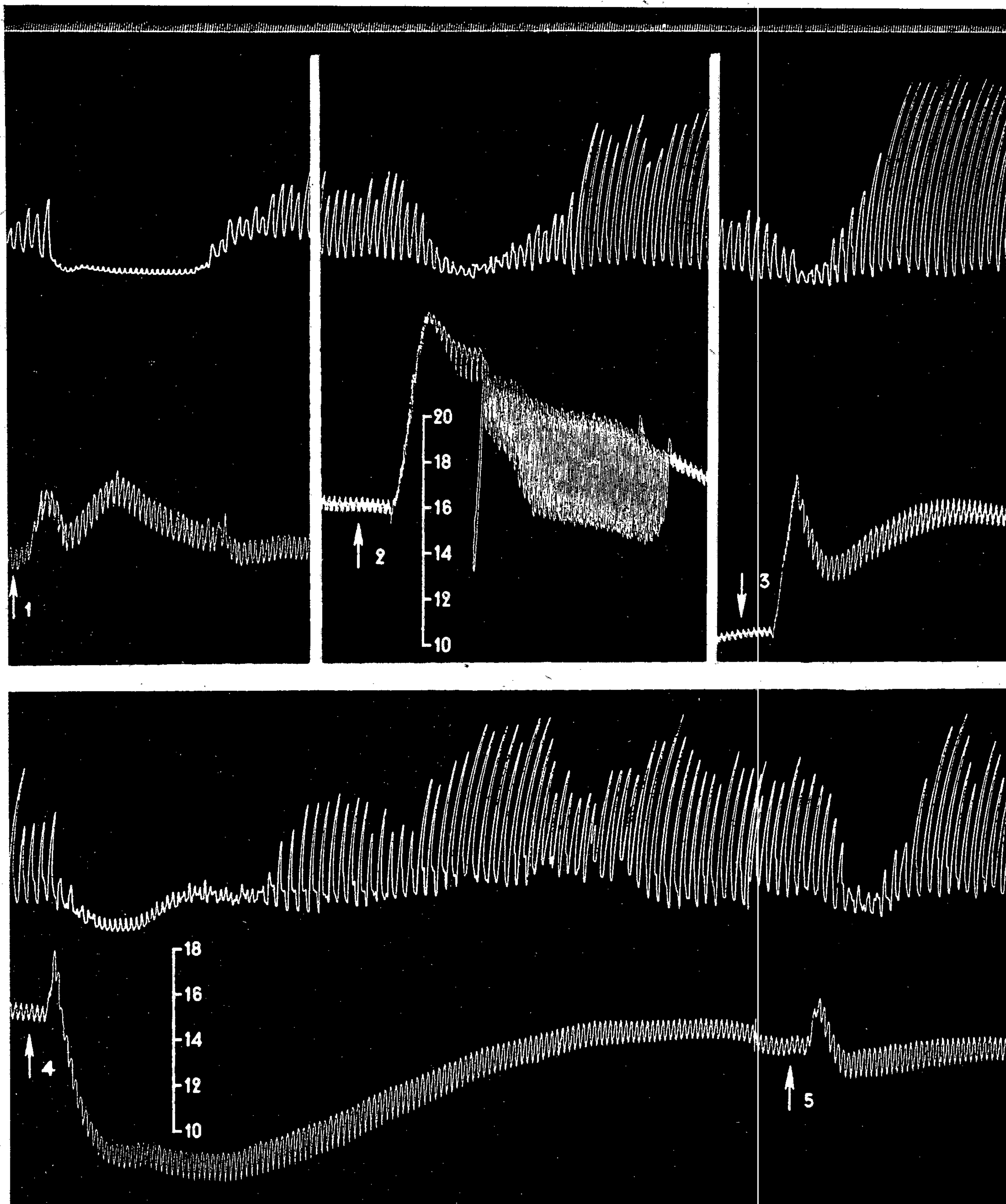
Il s'agit bien ici de l'action centrale du CO^2, puisque l'inhalation d'un mélange gazeux contenant 10 % de CO^2 dans de l'air, additionné de 2,5 % d'oxygène de façon à maintenir la tension partielle de l'oxygène à un taux normal, détermine l'augmentation du tonus et de l'activité motrice de l'intestin chez l'animal entier, et ne provoque plus de modifications notables de la motricité et du tonus intestinaux chez l'animal à nerfs pneumogastriques sectionnés.

On est donc en droit de conclure de l'ensemble de cette étude que le déficit en oxygène de l'air inspiré entraîne toujours une diminution de la motricité de l'intestin plus ou moins importante selon le degré d'anoxémie. Cette inhibition est provoquée par un mécanisme direct local au niveau de l'organe même, mais surtout par une action sur les centres nerveux inhibiteurs de l'intestin; cependant, lorsque l'anoxémie est compliquée d'une hypercapnie, l'effet inhibiteur est masqué, et l'hypermotricité que l'on observe est due à l'action du CO^2 sur les centres intestino-moteurs.

PHARMACODYNAMIE. — *A doses appropriées, les alcaloïdes de l'ergot sont-ils doués d'une activité sympathicosthénique?* Note (¹) de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Bien que les alcaloïdes de l'ergot aient été longtemps considérés comme seuls capables de provoquer l'inversion des effets adrénaliniques, de nombreux auteurs ont constaté, à la suite de F. A. Hartman, qu'en réalité ils augmentent souvent l'hypertension adrénalinique au lieu de l'inverser. L. J. Bussell en a

(¹) Séance du 1er mai 1944.



Expérience du 8 juillet 1927. — Chien de 7^{kg}, anesthésié par le chloralose (12^{cg} par kg), bivagotomisé au cou et soumis à la respiration artificielle. 1° temps en secondes; 2° et 4° contractions de la musculature circulaire de l'intestin grêle enregistrées par la méthode du ballon; 3° et 5° modifications de la pression carotidienne enregistrées au moyen du manomètre à mercure. Aux points marqués par les flèches, on a injecté, dans la saphène, en 1, 2, 3 et 5, $0^{mg},06$; en 4, 2^{mg} d'adrénaline. L'animal a reçu, entre 1 et 2, 1^{mg} puis $3^{mg},5$, entre 2 et 3, $3^{mg},5$ puis 7^{mg} de tartrate d'ergotamine. Tracés réduits d'un tiers.

conclu qu'ils renforcent véritablement l'action de l'adrénaline; ce seraient donc des *sympathicosthéniques*.

Nous avons déjà signalé que, même aux doses où ils ne modifient que fort peu ou même augmentent les effets hypertenseurs de l'adrénaline, les alcaloïdes de l'ergot paralysent les vaso-constricteurs adrénalino-sensibles. S'ajoutant à ces observations, d'anciennes constatations, restées inédites, nous ont prouvé définitivement que les alcaloïdes de l'ergot ne peuvent être tenus pour des poisons sympathicosthéniques.

Au début de l'expérience, dont nous reproduisons ici les tracés, l'injection de $0^{mg},06$ d'adrénaline a élevé la pression carotidienne de 30^{mm} de Hg et produit un arrêt total et durable du péristaltisme de l'intestin grêle qui ne s'est rétabli qu'assez longtemps après que cette pression était revenue à son niveau originel. Après administration de $0^{mg},65$ de tartrate d'ergotamine par kilogramme, la même dose d'adrénaline qu'auparavant éleva la pression carotidienne de 81^{mm} de Hg, mais ne provoqua plus qu'une diminution de l'amplitude des contractions intestinales, si peu durable que celles-ci étaient déjà devenues beaucoup plus amples qu'initialement, alors que cette même pression se trouvait encore bien au-dessus de son niveau originel. Enfin quand l'animal eût été soumis à l'action d'une dose totale de $2^{mg},15$ de tartrate d'ergotamine par kilogramme, l'adrénaline, toujours à la même dose, haussa encore la pression carotidienne de 68^{mm} de Hg, mais n'entraîna plus qu'une diminution faible et passagère de l'amplitude des contractions intestinales, qui devint très rapidement beaucoup plus grande qu'initialement, et cela bien que ladite pression fût alors loin d'être revenue au niveau où elle se trouvait avant l'injection d'adrénaline. Injectée à ce moment, une dose de 2^{mg} d'adrénaline provoqua, en même temps qu'une hypotension de 76^{mm} de Hg, un arrêt total et assez durable du péristaltisme intestinal. Injectée ensuite, une dose de $0^{mg},06$ d'adrénaline abaissa la pression de 7^{mm} de Hg, et ne fut suivie que d'une diminution fugace de l'amplitude des contractions de l'intestin.

Sachant que les effets intestino-inhibiteurs de l'adrénaline résistent beaucoup plus que son action vaso-constrictive à l'influence des paralysants du sympathique, on doit conclure de nos expériences que les alcaloïdes de l'ergot ont un pouvoir exclusivement sympathicolytique. Si, dans certains cas, ils laissent subsister et même renforcent les effets hypertenseurs de l'adréline, c'est surtout, comme nous l'avons déjà signalé, parce que le cœur, qu'ils dépriment fortement, subit si puissamment l'action antagoniste de l'adrénaline que l'inversion de l'action vaso-motrice de cette dernière qu'ils provoquent s'en trouve complètement masquée.

La séance est levée à $15^h 45^m$.

A. Lx.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 22 MAI 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de la Pentecôte la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 31 mai au lieu du lundi 29.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur la structure de l'onde de choc, limite d'une quasi-onde de choc dans un fluide compressible et visqueux.* Note de M. **Maurice Roy**.

I. Je considère le mouvement $u(x)$ à *une dimension* d'un fluide indéfini, compressible, visqueux, en régime permanent et sans actions extérieures à distance. J'admets en outre que dp/dx, du/dx et dT/dx s'annulent à l'infini (amont, indice 1; aval, indice 2). On pourra d'ailleurs superposer à $u(x)$ une translation perpendiculaire et uniforme $v(x, y) \equiv$ const. sans rien changer aux résultats ci-après.

Les dérivées par rapport à x étant symbolisées par des accents, admettons que le fluide obéisse aux lois des gaz parfaits [$p = \rho TC(\gamma - 1)/\gamma$, avec $TS' = CT' - p'/\rho$; p, pression; ρ, densité; T, température; S, entropie] avec $C =$ const.

Les équations de l'écoulement (mouvement, continuité, relation supplémentaire) s'écrivent

$$p' = -\rho u u' + (\zeta + 2\eta) u'' + (\zeta' + 2\eta') u', \tag{1}$$

$$\rho u = \rho_1 u_1, \tag{2}$$

$$\lambda' T' + \lambda T'' = \rho u T S' - (\zeta + 2\eta) u'^2. \tag{3}$$

Les deux coefficients ζ et η de viscosité de Navier n'interviennent ici que par la combinaison $\mu = \zeta + 2\eta$; λ est le coefficient de conductibilité.

Par nos hypothèses ($p'_1 = u'_1 = T'_1 = 0$; $C =$ const.) les équations (1) et (3)

fournissent les *deux intégrales premières* (la seconde obtenue par combinaison)

$$(1') \qquad p - p_1 = -\rho_1 u_1 (u - u_1) + \mu u',$$

$$(3') \qquad \lambda T' = \rho_1 u_1 \left[C(T - T_1) + \frac{u^2 - u_1^2}{2} \right] - \mu u u',$$

qui ramènent le problème au second ordre.

II. Notons que, sous la forme classique de Navier, l'équation (1) ne comporte pas de terme en μ', parce qu'on regarde alors généralement μ comme indépendant de ρ et le mouvement comme isotherme.

Le problème envisagé ici, particulièrement simple mais général (puisque le mouvement peut être à volonté lent ou rapide, à forte ou à faible viscosité, par simple changement des échelles de vitesses et de longueurs), met en lumière l'*insuffisance de cette forme classique* pour de tels problèmes car μ est certainement fonction de T pour les gaz réels et T varie ici corrélativement avec u.

III. A titre d'exemple, supposons $\lambda = \mu C$ (nombre de Prandtl égal à 1) et [1] $\mu \doteq \sqrt{T} \doteq a\left[a = \sqrt{(\gamma - 1)CT}\right.$, vitesse du son$\left.\right]$. Substituons a^2 à T pour l'homogénéité et posons $W = u^2/2 + a^2/(\gamma - 1)$. Par une transformation facile de (1′) et (3′) on obtient

$$(4) \qquad \mu W' = \rho_1 u_1 (W - W_1),$$

$$(5) \qquad \gamma \mu_1 a u u' = \rho_1 a_1 (u_1 - u)[a_1^2 + (\gamma - 1) u_1^2/2 - (\gamma + 1) u_1 u/2].$$

De (4), où $W'_2 = W'_1 = 0$ par hypothèse, il résulte que $W_2 = W_1$ et que W' ne peut être que nul, donc $W \equiv W_1$. *La fonction spécifique* W *est donc constante*, comme pour un fluide parfait en écoulement adiabatique, alors qu'ici la conductibilité n'est pas nulle (elle tend toutefois vers zéro en même temps que la viscosité, par $\lambda = \mu C$). En outre, W a la signification d'une *énergie cinétique limite* [2].

De (5) on tire, pour l'infini aval, $u_2 = u_1[2 + (\gamma - 1)m_1^2]/(\gamma + 1)m_1^2$ (avec $m_1 =$ nombre de Mach $= u_1/a_1$). Les signes des deux membres de (5) ne peuvent concorder totalement que si $u_2 < u_1$, ce qui exige $m_1 > 1$. *Le courant envisagé, continuellement ralenti* ($u' \leqq 0$), *n'est possible qu'à partir d'un mouvement supersonique.*

L'état 1 à l'infini amont étant donné, l'état 2 à l'infini aval (u_2, a_2, S_2) se trouve déterminé (sans intégration). Ainsi que l'ont déjà remarqué, notamment, lord Rayleigh [3] et É. Jouguet [4], *l'état 2 est indépendant de la viscosité* et coïncide avec l'état aval d'une onde de choc orthogonale et stationnaire en

---

(1) Il serait probablement plus exact, pour les gaz réels, de supposer $\mu \doteq T^n$ avec n voisin de 0,75 et non 0,5.

(2) Au sens de notre définition antérieure de la vitesse-limite (*Comptes rendus*, **209**, 1929, p. 188).

(3) *Proc. Roy. Soc. London*, **84**, 1911, p. 247.

(4) *Mécanique des Explosifs*, pp. 303-307, Paris, 1917

fluide parfait, onde comprise entre deux courants uniformes et qui constitue la *limite*, pour $\mu \to 0$, de l'écoulement analysé ici.

Concernant l'évolution de l'entropie, on établit aisément la loi différentielle très simple $TS' = -(\mu u')'$, d'où il découle que $\int_1^2 T\,dS = 0$. De l'état 1 à l'état 2 chaque élément cède aux éléments qui le suivent la totalité de la chaleur dissipée en son sein par la viscosité; la température croissant constamment, l'entropie S croît à partir de S_1 jusqu'à un *maximum*, pour lequel $\mu u'$ ou au' (négatif) passe par un *minimum*, puis décroît jusqu'à la valeur finale $S_2 > S_1$.

IV. Fixons l'origine $x = 0$ au point où u passe par sa moyenne $u_0 = (u_1 + u_2)/2$. Posons $\Phi = u/u_1$, d'où $\Phi_0 = u_0/u_1 = (1 + \gamma m_1^2)/(\gamma + 1)m_1^2 < 1$, et tirons a de $W = W_1$. L'équation (5) intégrée donne alors

$$(6)\qquad x = -\mu_1 \frac{m_1\gamma\sqrt{2}}{\rho_1 u_1(\gamma+1)} \int_{\Phi_0}^{\Phi} \frac{\varphi\sqrt{(\gamma+1)-(\gamma-1)\varphi^2}}{(1-\varphi)(\varphi+1-2\Phi_0)}\,d\varphi,$$

où $\Phi(x)$ est compris entre $\Phi_1 = 1$ et $\Phi_2 = 2\Phi_0 - 1$. La courbe $\Phi(x)$, facile à construire par intégration graphique, est descendante de l'amont à l'aval, comprise entre les deux asymptotes $\Phi = \Phi_1$ et $\Phi = \Phi_2$, présente un seul point d'inflexion situé entre deux points de courbure maximum ou *coudes*. Sa tangente à l'origine $x = 0$ a pour coefficient angulaire $\Phi'_0 = -\rho_1 u_1(m_1^2 - 1)/\mu_1\gamma m_1^4\sqrt{2(\gamma+1)[2(\gamma+1)m_1^2 - (\gamma-1)]}$. A noter que $-\mu_1\Phi'_0$ passe par un maximum pour $m_1 \simeq 2{,}22$ (si $\gamma = 1{,}405$, cas de l'air).

Si l'on réduit la valeur de μ_1, les abscisses se contractent uniformément. Pour $\mu_1 \to 0$, $\Phi(x)$ tend à la limite, par une contraction infinie des abscisses, vers la discontinuité entre deux paliers qui constitue l'*onde de choc*.

L'écoulement envisagé est donc le grossissement, à telle échelle des longueurs que l'on veut et proportionnelle à μ_1, de la *structure de l'onde de choc*. Si μ_1 est assez petit, on peut définir l'*épaisseur de la quasi-onde de choc* par la *distance entre les deux « coudes »* de la courbe $\Phi(x)$.

Si l'on superposait au mouvement $u(x)$ une translation uniforme $v(x, y) = \text{const.}$ on obtiendrait une quasi-onde oblique tendant vers l'onde de choc *oblique* pour $\mu_1 \to 0$. La distribution de u, a, S *suivant la normale à l'onde* garderait la même structure.

V. A titre de comparaison et au lieu de l'exemple ($\lambda = \mu C$; $\mu \div \sqrt{T}$) traité en III et IV, supposons, selon un raisonnement assez usité mais inadéquat aux gaz réels, $\mu \equiv \mu_1$ et $\lambda = 0$ (pour qu'en faisant tendre μ_1 vers zéro le mouvement *reste* adiabatique).

L'état 2 reste alors lié à l'état 1 par les mêmes relations que ci-dessus, indépendantes de toute hypothèse sur $\mu(T)$.

Mais la structure de l'écoulement permanent change assez sensiblement. *La fonction* W *n'est plus constante* (toujours avec $p = \rho RT$, $C = \text{const}$). On a $W - W_1 = \mu_1 uu'/\rho_1 u_1$. La variation de W étant proportionnelle à l'accélération, W passe alors par un minimum lorsque uu' (négatif) est minimum.

Avec la même origine $x=0$ qu'en IV et les mêmes notations, (6) se trouve remplacé par une expression intégrable et qui donne

$$x=\frac{\mu_1}{(\gamma+1)\rho_1 u_1}\operatorname{Log}\left\{\left[1-\left(\frac{1+\gamma m_1^2-(\gamma+1)m_1^2\Phi}{m_1^2-1}\right)^2\right]\left[\frac{(\gamma+1)m_1^2(1-\Phi)}{(\gamma+1)m_1^2\Phi-[2+(\gamma-1)m_1^2]}\right]^{\frac{1+\gamma m_1^2}{m_1^2-1}}\right\}.$$

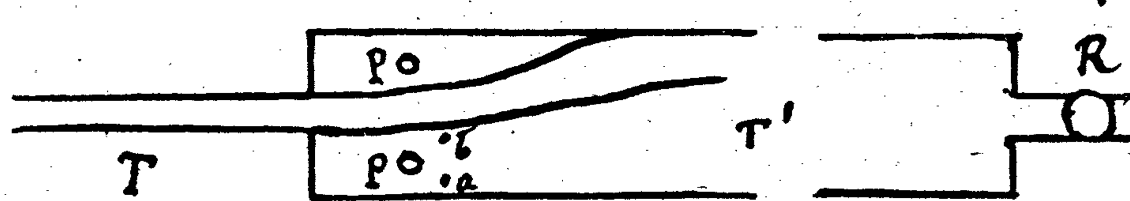
Le point d'inflexion de la courbe $\Phi(x)$ se trouve alors à l'origine, où W est minimum. En outre, l'écoulement est supersonique ($u/a>1$) pour $x=0$, il ne devient subsonique qu'en aval de l'origine.

HYDRAULIQUE. — *Sur l'orientation des veines liquides.*
Note (¹) de MM. **Charles Camichel**, **Charles Bory** et **Max Teissié-Solier**.

L'objet de cette Note est de commencer l'exposé des résultats que nous avons obtenus dans l'étude des ouvrages hydrauliques à solutions multiples et des indéterminations qu'ils peuvent présenter.

Nos recherches ont d'abord porté sur une forme d'ouvrage particulièrement simple, en régime permanent à de petits nombres de Reynolds.

I. *Indéterminations. Dissymétrie. Orientation naturelle et artificielle.* — Lorsqu'une veine liquide horizontale T de section rectangulaire (voir la fig.) débouche dans une conduite



également rectangulaire T' de même profondeur, mais de largeur plus grande, munie d'un robinet R à l'aval, l'ajutage ainsi constitué ayant un plan de symétrie vertical réalisé aussi parfaitement que les procédés d'usinage le permettent, il se produit en général des indéterminations de la veine qui ne peut demeurer dans la position axiale de symétrie et qui s'incurve vers l'une ou l'autre des parois sans qu'il soit possible de prévoir celle vers laquelle elle ira finalement. Ces indéterminations proviennent de la manœuvre du robinet, de l'état du liquide dans l'ajutage au début de chaque opération et, d'une façon générale, de toutes les causes accidentelles créant des dissymétries dans l'écoulement. Si, après chaque expérience, on attend assez longtemps pour que le liquide revienne au repos, si l'ouverture du robinet se fait d'un mouvement régulier sans discontinuité et si l'ouvrage, malgré le soin apporté à sa confection, présente une certaine dissymétrie, les indéterminations disparaissent, la veine prend toujours la même direction que nous appellerons *direction d'orientation naturelle*; le terme d'orientation artificielle s'appliquant à l'autre direction.

L'expérience permet souvent de determiner l'origine des perturbations accidentelles. Par exemple, l'ajutage étudié présente des indéterminations quand on manœuvre à la main le robinet R. Il n'en présente plus et la direction d'orientation naturelle apparaît invariablement lorsqu'on met le liquide en mouvement par l'intermédiaire d'un second bassin muni d'un robinet sur lequel on agit.

(¹) Séance du 1er mai 1944.

Divers procédés, dont nous donnerons divers exemples, permettent d'orienter la veine liquide dans la direction que l'on désire et de la faire passer de l'une à l'autre de ces orientations. Si, au moyen de l'un d'eux, on amène la veine dans sa position d'orientation artificielle et si, après avoir supprimé l'action qui a provoqué cette orientation, on ferme lentement et d'une façon continue le robinet R de façon à faire décroître le nombre de Reynolds, il arrive un moment où la veine reprend sa position d'orientation naturelle. Le nombre de Reynolds correspondant $\mathcal{R}_0$ caractérise, *dans ce phénomène*, la dissymétrie de l'ajutage.

Considérons par exemple l'ajutage (voir la fig.) ayant les dimensions suivantes : T section $0^{cm},4 \times 4^{cm}$; T′ section $2^{cm} \times 4^{cm}$; la direction d'orientation naturelle est à gauche. On trouve $\mathcal{R}_0 = 36$, le nombre de Reynolds étant calculé en prenant comme élément linéaire la largeur $0^{cm},4$ de la conduite T. En fixant une plaque de laiton d'épaisseur $e = 1^{mm}$ sur la paroi de gauche de T′, pour augmenter la dissymétrie, on trouve $\mathcal{R}_0 = 62$; pour $e = 1^{mm},5$, $\mathcal{R}_0 = 76$; $e = 2^{mm}$, $\mathcal{R}_0 = 93$.

II. *Déviation d'une veine par les fils et les tiges en régime permanent.* — Étudions l'action d'un fil ou d'une tige, en régime permanent, sur une veine orientée. Réalisons par l'ouverture du robinet R, un nombre de Reynolds assez faible; le fil vertical étant primitivement en a contre la paroi, où il ne produit pas d'action sur la veine, est amené en b au voisinage de celle-ci (voir la fig.); la veine est repoussée vers la paroi opposée. Cette répulsion peut se produire aussi bien lorsque la veine occupe sa position d'orientation naturelle que dans le cas où elle occupe sa position artificielle. Quand la répulsion a lieu de la position naturelle vers la position artificielle, si l'on ramène le fil de b en a, la veine revient peu à peu vers la paroi qu'elle avait abandonnée sous l'influence du fil. Quand le nombre de Reynolds augmente, la durée du retour de la veine croît rapidement et devient infinie. Le phénomène de retour cesse alors. Pour des nombres de Reynolds plus élevés, le fil possède encore une action répulsive sur la veine, mais la répulsion est alors définitive, la veine ne revenant pas quand on enlève le fil. La durée de cette action répulsive croît avec le nombre de Reynolds et devient infinie. Quand il en est ainsi, le fil n'a plus d'action sur la veine quelle que soit la position qu'on lui fasse occuper vis-à-vis de celle-ci.

Tel est le phénomène de répulsion et de retour que nous avons mis en évidence et que nous avons étudié en 1935 (*Revue générale de l'Hydraulique*, V et VI, septembre et novembre 1935; L. Escande, *Hydraulique générale*, 3, p. 159 et suiv.) avec MM. Escande et Dupin en utilisant diverses huiles. Nous avons continué ces recherches avec l'eau. La difficulté de l'emploi de l'eau provient du fait que, dans un ouvrage, les vitesses, qui varient, pour un même nombre de Reynolds, en raison directe du coefficient cinématique de viscosité, y sont très faibles et que les durées, qui varient en raison inverse de ce coefficient, y sont très grandes par rapport aux valeurs qu'elles ont dans l'huile. Dès lors, pour des fils de petit diamètre qui font intervenir de petits nombres de Reynolds, et dans des cas analogues, nous avons dû employer, pour déterminer les abscisses des asymptotes des courbes représentant les durées T des déviations des veines, en fonction de nombres de Reynolds $\mathcal{R}$, une méthode qui consiste à utiliser la stabilité que présente l'orientation de la veine lorsqu'on augmente d'une façon continue la vitesse du liquide jusqu'au moment où la veine est visible. On détermine ainsi la position qu'elle occupait lorsque son observation était difficile ou impossible. C'est aussi par cette méthode qu'a été déterminé, pour les faibles dissymétries, le nombre de Reynolds $\mathcal{R}_0$, au-dessous duquel la veine reprend, dans l'ajutage, sa position d'orientation naturelle. La veine étant orientée dans sa position artificielle, le nombre de Reynolds est diminué jusqu'à une certaine valeur $\mathcal{R}$, que l'on maintient constante pendant quelques minutes. On fait ensuite croître le nombre de Reynolds. Si la veine, devenue visible, est restée dans sa position artificielle, on a $\mathcal{R} > \mathcal{R}_0$,

si elle a repris sa position naturelle $\mathcal{R} < \mathcal{R}_0$. Par une série d'essais, on arrive à resserrer les limites entre lesquelles se trouve $\mathcal{R}_0$. La mesure peut se faire à 1 % près.

Nous avons déterminé les courbes (T, $\mathcal{R}$) de retour et de répulsion pour des fils de diamètres variant de 3/100 à 13/10 de millimètre, placés en divers points de l'ajutage.

Ces recherches ont montré que, pour des actions ayant un sens déterminé, par exemple pour l'orientation de la veine à partir de sa position naturelle vers la position artificielle, il existe dans l'ajutage, pour chaque diamètre du fil ou de la tige, une zone de sensibilité de la veine en régime permanent, dont la limite supérieure est caractérisée par l'abscisse $\mathcal{R}_2$ de l'asymptote de la courbe de répulsion. La courbe C, ayant comme abscisse le diamètre du fil ou de la tige et comme ordonnée l'abscisse $\mathcal{R}_2$ de l'asymptote de la courbe de répulsion correspondante, montre que la zone de sensibilité s'étend à mesure que le diamètre du fil ou de la tige augmente. Pour un certain diamètre, la zone de sensibilité s'étend à tous les nombres de Reynolds jusqu'à celui qui correspond à l'apparition de la turbulence. L'étude de la courbe C sera faite ultérieurement.

Ce n'est qu'aux petits nombres de Reynolds que les veines sont sensibles aux actions des fils ou des tiges en régime permanent, et ces petits nombres de Reynolds n'ont aucune signification physique dès que les modèles ont des dimensions notables et renferment des liquides peu visqueux. Par exemple, dans un ajutage semblable au premier décrit ($\lambda = 5$, T section $3^{cm} \times 20^{cm}$; T' section $10^{cm} \times 20^{cm}$), ces actions ne sont pas observables avec l'eau.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Fondation française pour l'étude des problèmes humains. *Niveau d'existence et charges de famille. Étude comparative*, par Fernand Boverat.

École d'organisation scientifique du travail. Comité national de l'organisation française. *Promotion Maurice Ponthière*. 1943-1944. *Discours prononcés à la séance d'ouverture de la Xe session scolaire le 22 novembre 1943.*

ALGÈBRE. — *Sur les structures de Dedekind.*

Note [1] de M. **Marcel-Paul Schützenberger**, présentée par M. Gaston Julia.

Je me propose d'appliquer aux structures d'ordre quelconque les résultats précédemment signalés [2].

Pour tout élément a de $\Omega/\mho$ il existe un *nœud supérieur* a^0, borne inférieure des x tels que a/x soit entière, et, corrélativement, un *nœud inférieur* a_0 qui est en général différent de $(a^0)_0$, mais il existe les relations

$$((a^0)_0)^0 = a^0, \qquad ((a_0)^0)_0 = a_0.$$

---

(1) Séance du 15 mai 1944.

(2) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 717.

Les structures entières $(a^0)_0/a^0$ et $a_0/(a_0)^0$ sont les mailles *supérieure* et *inférieure* de $\Omega/\mho$ attachées à a. L'ensemble des mailles *inférieures* est identique à l'ensemble des mailles *supérieures* attachées à tous les éléments de $\Omega/\mho$.

J'ai démontré que l'on pouvait obtenir d'une manière unique, à l'ordre près des opérations, toutes les structures de Dedekind, à partir des *simplex*, en introduisant dans une structure d'ordre inférieure, à partir d'une nouvelle origine convenable, des éléments générateurs, et les éléments nécessités par les axiomes et la condition de Birkhoff. L'on passe ainsi d'une structure à une autre d'un ordre plus élevé par une ou plusieurs des quatre opérations (*dilatations*) corrélatives suivantes effectuées à partir d'une origine nouvelle a quelconque.

1° Produit direct généralisé : si $a/a^0 = \Sigma$ l'on peut obtenir $a/(a^0)' = \Sigma \times \Sigma'$ (Σ et Σ' étant des structures de Dedekind quelconques); cette opération est valable d'ailleurs pour n'importe quelle structure.

2° Dilatation simpliciale : si $a/a^0 = \Sigma \times S^{H}$ (S^{H} simplex) l'on peut obtenir $a/(a^0)' = \Sigma \times S^{H'}$ avec $H' > H$.

3° Si $a/a^0 = \Sigma \times S^{H}(n) \times S^{H'}(n)$ et si S^{H} et $S^{H'}$ sont *induits* en a par deux dilatations précédentes l'on peut obtenir $a/(a^0)' = \Sigma \times S^{H+H'}(n)$.

4° Sous des conditions analogues et plus restrictives, si $a/a^0 = \Sigma \times S^1 \times S^1$, l'on peut obtenir $a/(a^0)' = \Sigma \times S^2(n)$; ($n$ quelconque).

Réciproquement toute structure obtenue au moyen des dilatations 1°, 2° ou 3° peut être complétée en une structure *entière* et de *même hauteur*.

Signalons une particularité des structures complètes de diviseurs d'entiers et de sous-groupes de groupe abélien. Toute *origine* est l'*absolu* ou un *élément générateur*.

Dans le cas général, la construction précédente m'a permis d'établir le théorème suivant :

Dans toute structure finie de Dedekind, le nombre des éléments générateurs INFÉRIEURS *est égal au nombre des éléments générateurs* SUPÉRIEURS.

Ce nombre est aussi dans les *structures distributives* toujours obtenues par la dilatation 1°, égal à la *hauteur* et au nombre de valeurs *indépendantes* dont on dispose pour *normer* la structure.

On en déduit aussi des extensions, des théorèmes de Remack (signalées par Birkhoff, *Proc. of the Cambr. Ph. Soc.*, 1933) et de Zassenhaus, où l'isomorphie doit être entendue au sens restreint d'isomorphie structurelle.

1° THÉORÈME DE REMACK. — *a, b et c étant trois éléments quelconques d'une structure de Dedekind, les trois structures quotients* $(a\Pi b)_{\Pi}(a\Pi c)/a\Pi(b_{\Pi}c)$, $(b\Pi c)_{\Pi}(b\Pi a)/b\Pi(a_{\Pi}c)$ *et* $(c\Pi a)_{\Pi}(c\Pi b)/c\Pi(a_{\Pi}b)$ *sont isomorphes.*

2° THÉORÈME DE ZASSENHAUSS. — *a, a', b et b' étant quatre éléments quelconques d'une structure de Dedekind, les trois structures quotients*

$$(a\Pi a')_{\Pi}(a\Pi b\Pi b')/(a\Pi a')_{\Pi}(a\Pi b), \quad (b\Pi b')_{\Pi}(a\Pi a'\Pi b)/(b\Pi b')_{\Pi}(a\Pi b)$$

et

$$(a\Pi a'\Pi b')_{\Pi}(a\Pi b\Pi b')/(a\Pi b)$$

sont isomorphes.

GÉOMÉTRIE. — *Sur la géométrie du tétraèdre.*
Note (¹) de M. **Victor Thébault**, présentée par M. Élie Cartan.

Dans un tétraèdre $T \equiv ABCD$, les aires des faces BCD, CDA, DAB, ABC et les angles qu'elles font avec la sphère circonscrite (O), de centre O et de rayon R, sont désignés par A, B, C, D; R_a, R_b, R_c, R_d sont les rayons des cercles (O_a), (O_b), (O_c), (O_d) circonscrits aux faces et V le volume du tétraèdre.

A. 1° Les plans tangents à la sphère (O) en A, B, C, D déterminent le tétraèdre tangentiel $T_1 \equiv A_1B_1C_1D_1$; soient Ω le conjugué isogonal du point O et $T' \equiv A'B'C'D'$ le tétraèdre podaire de Ω, par rapport à T. Les tétraèdres T′ et T_1 sont homothétiques; les points Ω et O en sont des points homologues, car ce sont les centres des sphères inscrites (ou exinscrites), donc OΩ passe par le centre d'homothétie P. *Les droites* A_1A', B_1B', C_1C', D_1D' *concourent donc en* P. La position de P est précisée par les rapports

$$(1)\qquad k=\frac{\overline{P\Omega}}{\overline{PO}}=\frac{\overline{\Omega A'}}{\overline{OA_1}}=\frac{3V}{R}\,\frac{\cos A\cos B\cos C\cos D}{\Sigma A\cos B\cos C\cos D},$$

car le carré du demi-axe non focal de la quadrique de révolution de foyers O, Ω, inscrite à T ayant pour expression

$$\beta^2=3V:\left[\frac{1}{R}\left(\frac{A}{\cos A}+\frac{B}{\cos B}+\frac{C}{\cos C}+\frac{D}{\cos D}\right)\right],$$

les distances de Ω aux plans des faces BCD, CDA, DAB, ABC sont égales à $3V\cos B\cos C\cos D/\Sigma A\cos B\cos C\cos D$, ..., et les coordonnées normales $\sin^2 A/\cos A$, $\sin^2 B/\cos B$, $\sin^2 C/\cos C$, $\sin^2 D/\cos D$ de P sont proportionnelles à O_aA_1, O_bB_1, O_cC_1, O_dD_1. *Le point* P *est donc aussi le centre d'homothétie de* T *et du tétraèdre formé par les plans parallèles aux faces* BCD, CDA, ..., *menés par* A_1, B_1, C_1, D_1.

Le centre O′ de la sphère A′B′C′D′ a pour homologue le centre O_1 de la sphère $A_1B_1C_1D_1$; O′ étant au milieu de OΩ, *le centre* O_1 *de la sphère circonscrite au tétraèdre tangentiel* T_1 *d'un tétraèdre* T *est sur la droite* OΩ *joignant le centre* O *de la sphère circonscrite à son conjugué isogonal* Ω, *par rapport à* T, *et la position de* O_1 *est définie par le rapport*

$$\frac{\overline{\Omega O_1}}{\overline{OO_1}}=1+2k=1+\frac{6V}{R}\,\frac{\cos A\cos B\cos C\cos D}{\Sigma A\cos B\cos C\cos D}.$$

Si T_1 est pris comme tétraèdre fondamental, les résultats précédents, après un changement de notations, peuvent s'énoncer ainsi : *Soit* (I) *l'une des sphères touchant les quatre plans des faces d'un tétraèdre* T *et soit t le tétraèdre*

(¹) Séance du 15 mai 1944.

ayant pour sommets les points de contact de ces plans. O *étant le centre de la sphère circonscrite à* T, *le tétraèdre podaire* t' *de* I, *par rapport à* t, *est homothétique à* T *et le centre d'homothétie est sur* OI; *le centre de la sphère circonscrite à* t' *est sur la même droite* OI.

Il résulte de la relation (1) que le rayon de la sphère, de centre Ω, tangente aux quatre plans des faces de T', a pour expression

$$r = 3V\frac{\cos A \cos B \cos C \cos D}{\Sigma A \cos B \cos C \cos D}.$$

2° Soient α, β, γ, δ les centres des sphères (α), (β), (γ), (δ) tangentes aux quatre plans des faces des tétraèdres de sommets A_1, B_1, C_1, D_1 détachés dans le tétraèdre T_1 par les plans des faces de T; $\alpha'\beta'\gamma'\delta'$ le tétraèdre formé par les plans radicaux des sphères (O) et (α), (O) et (β), ..., *le centre radical des sphères* (α), (β), (γ), (δ) *coïncide avec le centre de l'une des sphères* (ω) *tangente aux quatre plans des faces du tétraèdre* $\alpha'\beta'\gamma'\delta'$ *et les coordonnées normales du centre d'homothétie des tétraèdres* T *et* $\alpha'\beta'\gamma'\delta'$ *sont* $\sin^2 A$, $\sin^2 B$, $\sin^2 C$, $\sin^2 D$.

Il suffit, en effet, d'observer que les points α, β, γ, δ sont sur la sphère (O), que le tétraèdre $\alpha\beta\gamma\delta$ est homothétique au tétraèdre podaire du centre ω de la sphère (ω), par rapport à T, et que les distances des faces homologues des tétraèdres $\alpha'\beta'\gamma'\delta'$ et T sont égales à $-R_a^2/2R$, $-R_b^2/2R$, ...

B. H. Picquet, partant de la construction du point de Lemoine d'un triangle par les droites joignant chaque sommet au milieu de la droite antiparallèle au côté opposé à ce sommet, avait conclu à la non-existence du point de Lemoine dans le tétraèdre ([2]). En effet les droites qui joignent chaque sommet au centre du cercle circonscrit aux sections antiparallèles des faces, par rapport au trièdre opposé, sont, en général, sur un même hyperboloïde à une nappe, et par conséquent n'ont aucun point commun. Mais d'autres définitions du point de Lemoine du triangle ont conduit les géomètres à désigner, dans un tétraèdre quelconque $T \equiv ABCD$, deux points K et L (premier et second points de Lemoine), qui présentent beaucoup d'analogie avec le point de même nom du triangle. Les coordonnées normales de K sont proportionnelles aux aires A, B, C, D des faces ([3]), et celles de L sont proportionnelles aux rayons R_a, R_b, R_c, R_d des cercles circonscrits aux faces ([4]).

Le conjugué isogonal de K est le centre G de gravité de T et les distances de K aux plans des faces sont $3AV/(A^2+B^2+C^2+D^2)$, ..., les distances de L aux mêmes plans étant $R_a \operatorname{tang}\psi$; ..., ($\operatorname{tang}\psi = 12V/\Sigma ab'c'$) ([4]),

([2]) *Assoc. franç. pour l'Avanc. des Sciences*, 3, 1874, p. 1204.

([3]) SIMON LHUILLIER, *Éléments d'Analyse*, p. 297.

([4]) V. THÉBAULT, *Journal de* VUIBERT, 45, 1921, p. 156; *Annales de la Soc. Scient. de Bruxelles*, 1922, p. 173.

celles de son conjugué isogonal L', par rapport à T, ont pour expressions

$$\frac{3V}{R_a\left(\frac{A}{R_a}+\frac{B}{R_b}+\frac{C}{R_c}+\frac{D}{R_d}\right)}, \ldots,$$

car

$$\frac{3V\,\text{tang}\,\psi}{\frac{A}{R_a}+\frac{B}{R_b}+\frac{C}{R_c}+\frac{D}{R_d}}$$

représente le carré du demi-axe non focal de la quadrique de révolution, de foyers L et L', inscrite à T.

ÉLASTICITÉ. — *Sur les relations entre les tensions et les déformations dans un milieu élastique classique en équilibre isotherme.* Note [1] de M. **Charles Platrier**, présentée par M. Albert Caquot.

Soit, dans un état actuel $[x=x_1, y=x_2, z=x_3]$, un vecteur transformation $[\xi, \eta, \zeta]$ à partir d'un état initial $[a=a_1, b=a_2, c=a_3]$. Soient $(T_{\sigma\tau})$ les coordonnées d'un tenseur tension symétrique et $(de_{\sigma\tau})$ les coordonnées du tenseur également symétrique d'une transformation infiniment petite du milieu à partir de son état actuel. Nous dirons, suivant la théorie classique de l'élasticité, qu'il existe un potentiel interne dans un milieu, si, en tout point (x, y, z) de densité actuelle (ρ), le travail élémentaire $\left[\sum_{\sigma\tau}\frac{T_{\sigma\tau}\,de_{\sigma\tau}}{\rho}\right]$ par unité de masse est la différentielle totale d'une fonction $[f(\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)]$ des coordonnées carrées $(\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3)$ et rectangulaires $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ du tenseur $(\overline{\Delta})$ de la déformation entre l'état initial et l'état actuel.

Si l'on appelle alors (x_{ij}) les dérivées partielles $(\partial x_i/\partial a_j)$, la définition précédente est équivalente au théorème suivant que j'ai établi dans un Ouvrage en impression à l'École nationale des Ponts et Chaussées : *Pour qu'il existe un potentiel interne dans un milieu élastique en équilibre isotherme déformé, il faut et il suffit que les tensions y soient liées aux déformations par les relations*

$$(1)\qquad T_{ij}=\rho\sum_{\sigma\tau}x_{i\sigma}x_{j\tau}f_{\sigma\tau}$$

avec

$$f_{ii}=\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_i},\qquad f_{23}=f_{32}=\frac{1}{2}\frac{\partial f}{\partial \gamma_1};\qquad f_{31}=f_{13}=\frac{1}{2}\frac{\partial f}{\partial \gamma_2},\qquad f_{12}=f_{21}=\frac{1}{2}\frac{\partial f}{\partial \gamma_3}.$$

La fonctions (f) caractérise du point de vue physique le milieu élastique étudié. Si celui-ci est homogène (f) dépend généralement des six coordonnées de $(\overline{\Delta})$ mais non explicitement de (a, b, c). Si le milieu est homogène isotrope,

[1] Séance du 15 mai 1944.

f dépend seulement des trois invariants

$$\theta = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3, \qquad \theta_2 = \varepsilon_3\varepsilon_2 + \varepsilon_1\varepsilon_3 + \varepsilon_2\varepsilon_1 - \gamma_1^2 - \gamma_2^2 - \gamma_3^2, \qquad \theta_3 = \begin{vmatrix} \varepsilon_1 & \gamma_3 & \gamma_2 \\ \gamma_3 & \varepsilon_2 & \gamma_1 \\ \gamma_2 & \gamma_1 & \varepsilon_1 \end{vmatrix}.$$

Ainsi, dans un milieu homogène isotrope subissant une déformation infiniment petite, hypothèse habituelle de la théorie de l'élasticité, si l'on néglige seulement les infiniment petits du 4e ordre dans le potentiel et du 3e ordre dans les relations entre les tensions et les déformations

$$f = \text{const.} - P_0\theta + \left(\frac{\lambda}{2} + \mu\right)\theta^2 + \frac{\nu}{3}\theta^3 - 2\mu\theta_2 + 2\sigma\theta\theta_2 + \tau\theta_3,$$

$$\frac{N_1}{\rho} \equiv \frac{T_{11}}{\rho} = -P_0 + (\lambda + P_0)\theta + (\nu + \sigma)\theta^2 - \sigma\theta_2 + 2(\mu - P_0)\varepsilon_1$$
$$+ 2(\lambda + \sigma + P_0)\varepsilon_1\theta - 4\mu\left(\varepsilon_1\frac{\partial\xi}{\partial a} + \gamma_3\frac{\partial\xi}{\partial b} + \gamma_2\frac{\partial\xi}{\partial c}\right) + \tau(\varepsilon_2\varepsilon_3 - \gamma_1^2),$$

$$\frac{T_1}{\rho} = \frac{T_{32}}{\rho} = 2(\mu - P_0)\gamma_1 + 2(\lambda + \sigma + P_0)\gamma_1\theta$$
$$- 2\mu\left(\gamma_3\frac{\partial\zeta}{\partial a} + \varepsilon_2\frac{\partial\zeta}{\partial b} + \gamma_1\frac{\partial\zeta}{\partial c} + \gamma_2\frac{\partial\eta}{\partial a} + \gamma_1\frac{\partial\eta}{\partial b} + \varepsilon_3\frac{\partial\eta}{\partial c}\right) + \tau(\gamma_2\gamma_3 - \varepsilon_1\gamma_1),$$

$$\rho = \rho_0\left[1 - \theta - 2\theta_2 + 4\theta_3 + \frac{3}{2}(\theta^2 + 4\theta\theta_2)\right],$$

$[P_0, \lambda, \mu, \nu, \sigma, \tau]$ sont six coefficients constants, dits de Lamé, qui caractérisent le milieu.

Dans le cas où l'on admet la loi de Hooke, c'est-à-dire où l'on néglige dans (f) les infiniment petits du 3e ordre et dans $(N_1)(P_1)$ et (ρ) les infiniment petits du 2e ordre, on retrouve ci-dessus les formules liant les tensions aux déformations dans la théorie classique de l'élasticité.

Mais, si le milieu est soumis à une transformation finie, il faut conserver à (f) sa forme générale $[f(\theta, \theta_1, \theta_2)]$, au tenseur $\overline{\overline{T}}$ de coordonnées (T_{ij}) les expressions (1) avec les conditions d'équilibre en variables d'Euler

$$\operatorname{div}\overline{\overline{T}} + \rho\overline{F} = 0 \qquad [\overline{F} \text{ force unitaire de masse}]$$

et les conditions sur la surface limite du milieu

$$\overline{T} = \overline{\overline{T}}.\overline{PN}$$

en un point (P), où la normale unitaire à la surface est $(\overline{PN})$ et la tension $(\overline{T})$.

L'équilibre isotherme ainsi présenté ne suppose pas que la déformation du milieu est infiniment petite; le cas des déformations finies trouve également ici sa présentation.

ÉLASTICITÉ. — *Sur la forme de l'énergie de déformation dans les déformations finies.* Note de M. **Pierre Bergeot**, présentée par M. Jean Chazy.

Nous considérons le cas des déformations finies. La variation de l'énergie de déformation [1] d'un corps solide peut s'écrire en général

$$(1)\qquad \delta\mathcal{E}=\iiint[P_1\,\delta\varepsilon_1+P_2\,\delta\varepsilon_2+P_3\,\delta\varepsilon_3+U_1\,\delta\gamma_1+U_2\,\delta\gamma_2+U_3\,\delta\gamma_3]\,dx\,dy\,dz;$$

où P et U, fonctions des paramètres de déformations ε, γ, ne sont pas explicitées et où l'intégration est étendue au solide non déformé. Nous donnons ici la forme de P et U en faisant apparaître un système de contraintes définies dans le milieu déformé.

Dans la configuration $\mathcal{C}_0$ de l'état initial (non déformé par exemple), considérons un trièdre trirectangle $M\xi\eta\zeta$ (où $M\xi$, $M\eta$, $M\zeta$ sont parallèles aux axes ox, oy, oz du trièdre de référence) supportant un parallélépipède de sommet M, de côtés dx, dy, dz.

Dans la configuration $\mathcal{C}_1$ de l'état déformé, $M\xi\eta\zeta$ devient un trièdre $M's_1s_2s_3$, où l'on a $\widehat{s_2M's_3}=V_1$, $\widehat{s_3M's_1}=V_2$, $\widehat{s_1M's_2}=V_3$; les côtés dx, dy, dz sont devenus ds_1, ds_2, ds_3, et l'on a entre autres les formules

$$(2)\qquad ds_1=h_1\,dx\quad\text{avec}\quad h_1=\sqrt{1+2\varepsilon_1}\quad\text{et}\quad \cos V_1=\frac{\gamma_1}{h_2h_3}.$$

Les contraintes sont définies comme suit : soit dans $\mathcal{C}_1$ la contrainte unitaire appliquée sur la face de côtés ds_2, ds_3; nous la décomposons en n_1 parallèle à $M's_1$, t_3 et t'_2 situés dans la face $s_2M's_3$ et respectivement parallèles à $M's_2$ $M's_3$. Nous opérons de même pour les autres faces.

En écrivant l'équilibre du parallélépipède déformé, nous vérifions qu'on a les relations

$$(3)\qquad t_3\sin V_1=t'_3\sin V_2,\qquad t_1\sin V_2=t'_1\sin V_3,\qquad t_2\sin V_3=t'_2\sin V_1.$$

Nous évaluons le travail élémentaire de déformation pour passer de $\mathcal{C}_1$ à la configuration infiniment voisine $\mathcal{C}_1+d\mathcal{C}_1$. Pour une contrainte de type n, n_1 par exemple, ce travail s'écrit $n_1\,ds_2\,ds_3\sin V_1\,\delta\,ds_1$.

Pour les travaux de distorsion, considérons les deux faces formant dièdre d'arête $M's_3$ sur lesquelles sont appliquées les contraintes de glissement unitaires t_3 et t'_3 parallèles au plan $s_2M's_1$. Un calcul élémentaire fournit, compte tenu de (3), pour le travail en question l'expression $t_3h_3\sin V_1\,\delta\gamma_3\,dx\,dy\,dz$.

Soit $d\mathcal{E}$ l'énergie de déformation pour l'élément de volume initial $dx\,dy\,dz$

---

[1] E. et F. Cosserat, *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, **10**, 1896, p. 50.

de $(\mathcal{C}_0)$. La variation de $d\mathcal{T}$ pour passer de $\mathcal{C}_1$ à $\mathcal{C}_1 + d\mathcal{C}_1$ est

$$\delta(d\mathcal{T})_{\mathcal{C}_1}^{\mathcal{C}_1+d\mathcal{C}_1} = n_1\, ds_2\, ds_3 \sin V_1\, \delta\, ds_1 + n_2\, ds_3\, ds_1 \sin V_2\, \delta\, ds_2 + n_3\, ds_1\, ds_2 \sin V_3\, \delta\, ds_3 + (t_3 h_3 \sin V_1\, \delta\gamma_3 + t_1 h_1 \sin V_2\, \delta\gamma_1 + t_2 h_2 \sin V_3\, \delta\gamma_2)\, dx\, dy\, dz;$$

remarquant que l'on a les relations $\delta\, ds_1 = dx(\delta\varepsilon_1/h_1)$ etc., et, compte tenu des formules (2), l'expression (1) prend la forme

$$(\delta\mathcal{T})_{\mathcal{C}_1}^{\mathcal{C}_1+d\mathcal{C}_1} = \iiint_V \left\{ n_1 \frac{h_2 h_3}{h_1} \sqrt{1 - \frac{\gamma_1^2}{h_2^2 h_3^2}}\, \delta\varepsilon_1 + n_2 \frac{h_3 h_1}{h_2} \sqrt{1 - \frac{\gamma_2^2}{h_3^2 h_1^2}}\, \delta\varepsilon_2 + n_3 \frac{h_1 h_2}{h_3} \sqrt{1 - \frac{\gamma_3^2}{h_1^2 h_2^2}}\, \delta\varepsilon_3 + t_3 h_3 \sqrt{1 - \frac{\gamma_1^2}{h_2^2 h_3^2}}\, \delta\gamma_3 + t_1 h_1 \sqrt{1 - \frac{\gamma_2^2}{h_3^2 h_1^2}}\, \delta\gamma_1 + t_2 h_2 \sqrt{1 - \frac{\gamma_3^2}{h_1^2 h_2^2}}\, \delta\gamma_2 \right\} dx\, dy\, dz,$$

où l'intégration est étendue au milieu non déformé. Ainsi les fonctions P et U sont précisées.

AÉRODYNAMIQUE. — *Contribution à l'étude de l'hélice propulsive. Rendement marginal.* Note de M. **Louis-A. Sackmann**, présentée par M. Henri Villat.

Le présent travail est le prolongement direct de notre recherche d'ensemble sur l'hélice, dans laquelle nous avons étudié successivement : la détection des sillages sur les pales, la corrélation entre le rendement et le décollement, les polaires absolues des hélices ([1]).

Les recherches ont été conduites selon la conception habituelle, c'est-à-dire sous la forme d'une double étude quantitative et qualitative (caractéristiques et décollement). Le but était de vérifier l'accroissement du rendement marginal comme le laisse prévoir la théorie.

Principe expérimental et résultats de mesures. — L'hélice métallique, tripale, de pas relatif $h_6 = 1,06$, est montée sur un banc d'essai qui, parallèlement aux mesureurs de traction et de couple, comporte un dispositif pour la visualisation des traces de sillage sur les pales.

Un faux-moyeu, muni d'une coupure mécanique spéciale, réalise l'isolement absolu des extrémités des pales, dont la longueur efficace est égale à 50 % du rayon, contre 80 % pour les pales complètes.

La figure 1 représente les différentes caractéristiques mesurées.

La figure 2 donne les photographies de décollement sur les pales pour le rendement maximum dans chacun des deux cas.

Conclusions. — 1° *Rendement maximum.* — Pour les extrémités des pales $\eta = 0,84$, pour l'hélice complète $\eta = 0,78$ $(\gamma = 0,9)$.

([1]) L. A. Sackmann, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 11; **217**, 1943, p. **11**; **218**, 1944, p. 638.

2° *Régime de point fixe.* — Le rapport des coefficients de traction est 0,83 celui des coefficients de puissance 0,85, pour un rapport des surfaces balayées de 0,78.

3° *Traction et puissance nulles.* — Pour les extrémités des pales, le chan-

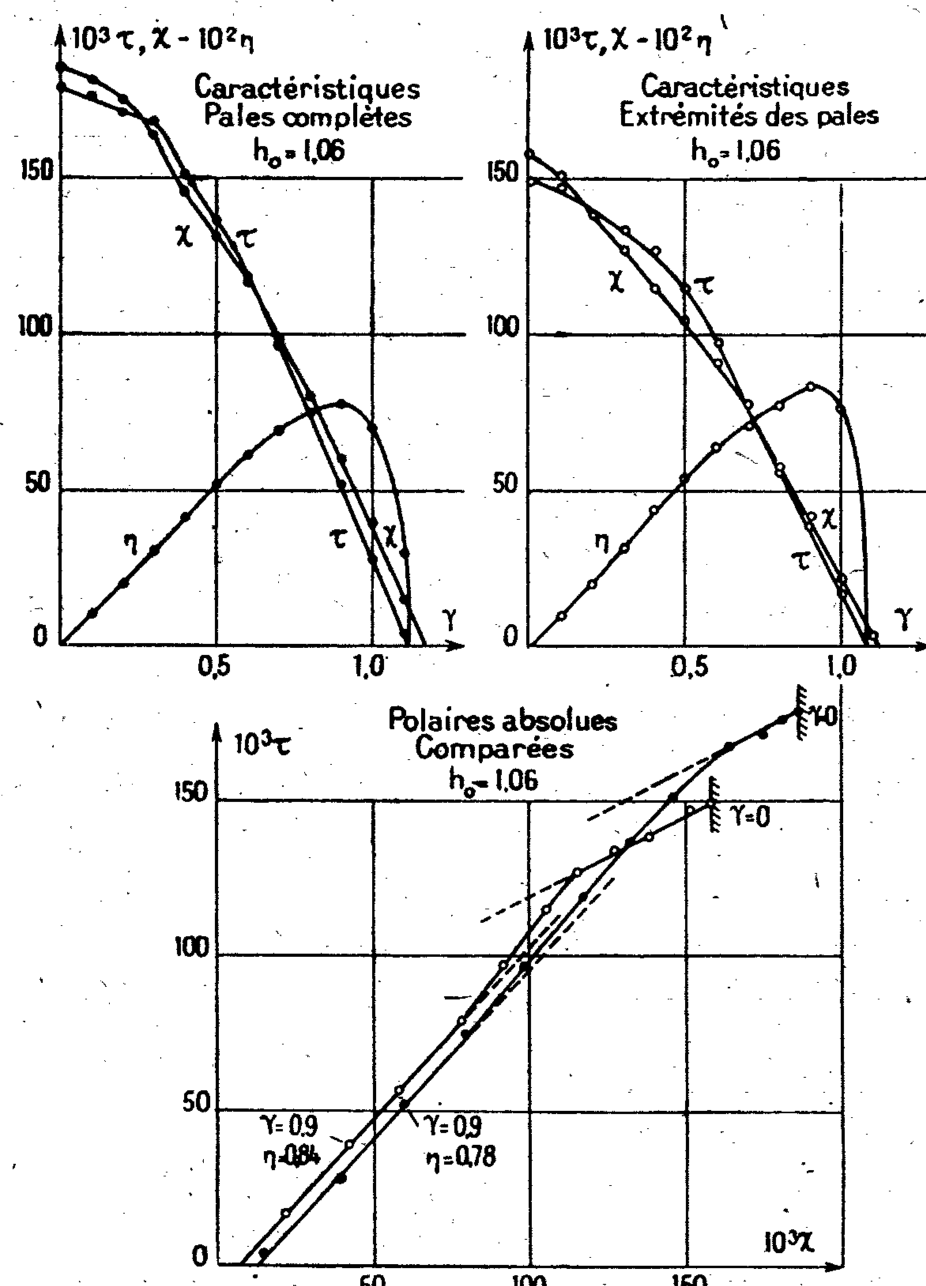


Fig. 1. — Caractéristiques d'hélices.

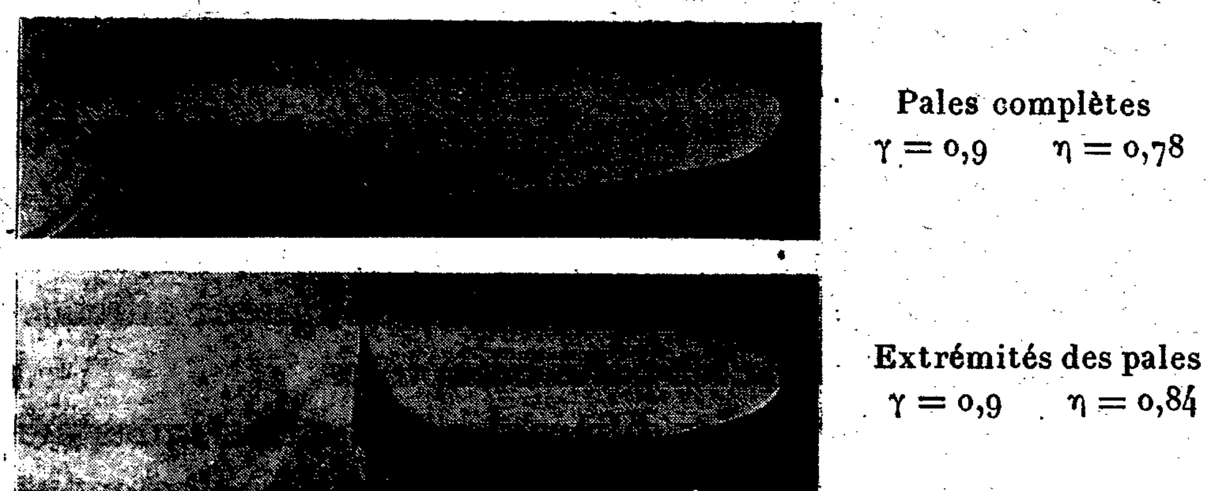


Fig. 2. — Photographies de décollement au rendement maximum.

gement de signe des coefficients τ et χ s'opère pour des valeurs de γ légèrement inférieures à celles de l'hélice complète.

4° *Polaires absolues d'hélices.* — L'examen des polaires absolues, définies par ailleurs, condense tous ces résultats. Cette représentation conduit de plus à un

résultat intéressant : le point d'intersection des deux polaires montre l'existence de *régimes isomécaniques* des deux variantes étudiées (égalité des coefficients de traction et des coefficients de puissance, mais pour des valeurs différentes de γ et de η).

5° *Décollement.* — Il y a une réduction sensible du décollement sur les extrémités des pales, comparativement au même domaine pris sur les pales complètes, en mettant à part l'effet d'interaction, très localisé, du moyeu. Il y a une tendance beaucoup moins accentuée au décollement brutal, observé sur les pales complètes. Ce fait corrobore la constatation que nous avons faite au sujet de la variation très régulière des coefficients caractéristiques (influence du régime d'écoulement).

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur la forme et les mouvements internes d'amas d'étoiles dont le centre de gravité décrit une courbe quelconque.* Note de M. **Marcel Mayot**, présentée par M. Élie Cartan.

Nous assimilons l'amas à une masse fluide homogène dont les particules s'attirent suivant la loi de Newton; les dimensions de l'amas sont supposées faibles par rapport à celles de la région dans laquelle s'exercent les forces extérieures. Pour définir les mouvements internes, nous avons pris les expressions suivantes des vitesses, limitées aux termes du premier ordre,

$$u = ax + by + cz, \qquad v = a_1x + b_1y + c_1z, \qquad w = a_2x + b_2y + c_2z,$$

les coefficients étant des fonctions du temps.

Nous avons d'abord traité un cas relativement simple : celui où l'amas se déplace dans le plan galactique. Le potentiel de la Voie Lactée, connu avec une assez bonne approximation dans le voisinage du Soleil, peut être supposé de la forme $U(r) + G(z)$, r étant la distance au centre galactique comptée dans le plan et z la distance au plan galactique.

Dans ces conditions, il suffit de supposer

$$u = ax + by, \qquad v = cx + dy = cx - ay \qquad \text{(équ. de continuité)}.$$

La condition de compatibilité des équations du mouvement pour la détermination de la pression détermine les fonctions b et c en fonction de a, qui reste arbitraire.

On obtient pour la pression une expression de la forme

$$-\frac{p}{\mu} + \text{const.} = \frac{1}{2}(Ax^2 + By^2 + Cz^2) + \frac{1}{2}(\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2),$$

A, B, C étant les coefficients d'attraction de la masse de forme ellipsoïdale, qui apparaît ainsi comme possible; α, β, γ des quantités variables qui dépendent des vitesses et des forces extérieures.

Pour définir la surface libre, on aura donc les relations

$$a^2(A+\alpha)=b^2(B+\beta)=c^2(C+\gamma), \tag{1}$$

avec $abc=$ const.

Cette équation admet des solutions pour certaines valeurs de α, β, γ. Il y a donc une infinité de cas où l'amas prendra une forme ellipsoïdale variable. Ces formes sont en relation avec l'état des vitesses à l'intérieur de l'amas.

L'étude de cas plus généraux conduit aux mêmes conclusions et en particulier aux mêmes équations (1).

ÉLECTRICITÉ. — *Transformation de fréquence applicable aux aiguillages de degré pair et aux filtres antimétriques.* Note de M. **Maurice Cotte.**

W. Cauer (1) a signalé des types de transformations de fréquence applicables aux filtres ou aux aiguillages électriques construits à partir de la fonction affaiblissement effectif, dans l'hypothèse d'une fermeture sur des résistances constantes. Nous voulons montrer le parti que l'on peut tirer d'une transformation homographique portant sur le carré des fréquences

$$\Omega^2=\frac{af^2+b}{cf^2+d}; \tag{1}$$

Ω est la fréquence réduite, f la fréquence transformée, a, b, c, d sont des constantes.

Appliquons (1) aux fonctions φ qui déterminent les affaiblissements A d'un filtre antimétrique ou d'un aiguillage de degré pair, fonctions qui sont de la forme

$$\Phi=\mathrm{H}\frac{\prod_{i=1}^{\mu}(\mathrm{P}_i^2-\Omega^2)}{\prod_{i=1}^{\nu}(1-\mathrm{S}_i^2\Omega^2)}, \tag{2}$$

où H, P_i et S_i sont des constantes. Le degré est égal au plus grand des nombres 2μ et 2ν. On sait, une fonction P étant donnée, trouver les schémas de montage réalisant les lois d'affaiblissement correspondantes

$$\mathrm{A}=ln\sqrt{1+\Phi^2} \quad \text{ou} \quad \mathrm{A}=ln\sqrt{1+\Phi^{-2}}. \tag{3}$$

Formons la fonction $\varphi(f^2)$ qui prend la même valeur que $\Phi(\Omega^2)$ en des fréquences f et Ω qui se correspondent par (1). La fonction $\varphi(f^2)$ sera une fraction de même degré que Φ, et elle caractérisera un filtre ou un aiguillage de même nombre d'éléments que le premier. La transformation (1) permet

(1) *Theorie der linearen Wechselstromschaltungen*, Leipzig, 1941. Voir, en particulier, les Chapitres VIII et IX.

d'appliquer les fréquences f'_b, f_b, f_h, f'_h, telles que

$$(4) \qquad 0 < f'_b < f_b < f_h < f'_h$$

sur les fréquences o, $\varkappa$, $\varkappa^{-1}$, ∞. La fréquence réduite $\varkappa(<1)$ se trouve déterminée par l'égalité des rapports anharmoniques

$$(5) \qquad (f'^2_b, f^2_b, f^2_h, f'^2_h) \equiv (0, \varkappa^2, \varkappa^{-2}, \infty).$$

On ramène ainsi à un problème résolu le problème de déterminer le meilleur filtre passe-bas, ou le meilleur aiguillage, avec des affaiblissements minimum ou maximum fixés dans les intervalles $f'_b f_b$, et $f_h f'_h$, aucune condition n'étant imposée hors de ces intervalles. Le problème d'approximation de Tchebycheff des valeurs o et ∞ dans les intervalles ci-dessus, est en effet transformé grâce à (1)-(5) en un problème analogue pour les intervalles $0\varkappa$ et $\varkappa^{-1}\infty$, problème que l'on sait résoudre grâce aux travaux de Cauer.

On obtiendrait des passe-haut en appliquant la transformation de fréquence (1)-(5) à des fréquences se succédant dans l'ordre

$$f'_b > f_b > f_h > f'_h > 0,$$

et elle permettrait de trouver dans les mêmes conditions le meilleur filtre passe-haut.

Si l'on applique la transformation (1)-(5) à des fréquences se succédant dans l'ordre

$$0 < f'_h < f'_b < f_b < f_h$$

le calcul ci-dessus aboutirait non plus à un passe bas, mais à un passe-bande de même degré. Cependant ce passe-bande n'aurait pas nécessairement les affaiblissements les plus avantageux dans les intervalles $0 f_h$; f'_b, f_b; $f'_h\,\infty$, car la transformation n'associe aucune fréquence réelle f à tout un intervalle de fréquence appartenant au domaine $\varkappa^{-1}\,\infty$.

ÉLECTRICITÉ. — *Résistance de poudres agglomérées pour des courants alternatifs de haute fréquence.* Note de MM. **Georges** et **Jean Granier**, présentée par M. Aimé Cotton.

La résistance de semi-conducteurs solides, constitués par des pastilles de sels agglomérés, a déjà été étudiée en courant continu et les résultats sont devenus classiques : le courant, relativement intense au début, diminue rapidement et tend ensuite vers une limite; en même temps apparaissent aux électrodes des discontinuités de potentiel importantes [1]. Du point de vue de l'établissement du courant, le semi-conducteur peut être assimilé à une résistance métallique dont une partie est shuntée par un condensateur.

(1) Reboul, *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 1116.

Ce schéma équivalent, s'il était encore valable en courant alternatif, conduirait, lorsqu'on augmente indéfiniment la fréquence, à un courant fini dont le déphasage sur la tension tendrait vers zéro (²); nous nous sommes proposés de voir s'il en était bien ainsi. Les conducteurs utilisés étaient constitués par des poudres agglomérées sous des pressions modérées à divers degrés de siccité et soumis à des tensions efficaces d'une centaine de volts; la surface des électrodes était de quelques centimètres carrés, leur distance de 3^{mm} environ.

Le montage de mesure dépendait de la fréquence utilisée : électromètre et contact tournant pour des fréquences inférieures à 10, pont et haut-parleur pour les fréquences téléphoniques, méthode de résonance et thermocouple en haute fréquence. Dans tous les cas, par comparaison avec un condensateur et une résistance étalon (shunt en basse fréquence, série en haute fréquence), on déterminait l'intensité du courant absorbé et son déphasage sur la tension; on en déduisait, pour chaque fréquence, le pouvoir inducteur apparent et la résistivité apparente.

Voici, par exemple, quelques résultats relatifs à l'oxyde rouge de mercure :

Fréquence	2,1	931	251 000	2480 000
Pouvoir inducteur	650	55	21	17
Résistivité (ω)	8 000 000	2 600 000	520 000	215 000
Déphasage (°)	4,30	42	62	81

Des résultats analogues ont été trouvés pour SnS^2, SO^4Cu, SnO^2, SO^4Hg. Les valeurs absolues dépendent beaucoup du degré d'humidité et du taux de compression, mais leurs variations se font toutes dans le même sens : la résistance apparente diminue considérablement quand la fréquence augmente, le pouvoir inducteur apparent diminue encore davantage, mais, malgré tout, le déphasage augmente et, pour des fréquences très élevées, la pastille saline se comporte plutôt comme un condensateur que comme une résistance.

Le schéma équivalent doit donc être complété par un deuxième condensateur en dérivation.

ÉLECTRONIQUE. — *Gerbes d'électrons et noyaux atomiques.* Note (¹) de M. **Jean Daudin**, présentée par M. Maurice de Broglie.

I. Les effets nucléaires, le nombre de particules nucléaires croissent en altitude comme le rayonnement électronique. Aussi divers auteurs (²) ont-ils considéré la composante molle comme responsable des effets nucléaires; de

(²) G. Dechène, *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 1558.

(¹) Séance du 1er mai 1945.

(²) Bagge, *Ann. Phys.*, 39, 1941, p. 512; Korff, *Phys. Rev.*, 57, 1940, p. 555; Janossy, Mc Cusker et Rochester, *Nature*, 148, 1941, p. 660; Daudin, *Comptes rendus*, **218**, 1945, pp. 191 et 275; Heisenberg, *Die kosmische Strahlung*, 1943.

plus Korff avait constaté la présence de neutrons dans les gerbes, parmi lesquelles il ne distinguait d'ailleurs pas les gerbes de mésotons.

Mais les clichés de Janossy et les nôtres ont montré que les effets nucléaires étaient fortement sélectionnés par des montages de compteurs destinés à déceler la production de mésotons. Les deux montages sont différents : celui de Janossy décèle les gerbes serrées ultrapénétrantes et le nôtre les gerbes à grande divergence angulaire et pouvoir pénétrant moyen. Comme ils ont permis d'observer les mêmes genres de phénomènes : mésotons en gerbes, particules lourdes, cascades très puissantes, l'on peut considérer légitimement qu'ils sélectionnent des effets de même nature.

La corrélation ainsi établie entre les particules lourdes et la composante pénétrante remet en question les rapports entre les effets nucléaires et la composante molle.

II. 1830 clichés de gerbes électroniques de l'air ont été pris cette année avec des compteurs non protégés et 1000 autres avec des compteurs protégés par 4 à 8^{cm} de plomb. On peut y rechercher les particules lourdes.

Sur 1024 clichés au hasard on a observé trois particules ionisantes et une très douteuse.

Pour la première série de clichés commandés :

Coïncidences doubles non triples......	5 part. lourdes sur	751 clichés
» triples	6	»	272	»
» » non quadruples...	6	»	280	»
» quadruples.............	9	»	376	»

La corrélation entre le nombre d'électrons et le nombre de particules lourdes par cliché est la suivante :

Clichés comportant.......	1-2 traject.	3-4 traject.	plus de 5 traject.
Nombre de particules.....	13	7	7
» clichés	786	280	250

Dans la 2e série, on a observé au moins 12 trajectoires ionisantes et 3 clichés comportant 2 trajectoires ionisantes.

Il y a notablement plus de trajectoires ionisantes en moyenne sur les clichés de grandes gerbes que le hasard ne le laisserait prévoir, mais les particules lourdes ne semblent pas très concentrées dans les zones ou dans les gerbes à grande densité électronique : il ne semble pas y avoir proportionnalité entre le nombre de particules lourdes et le nombre d'électrons.

III. En associant un quatrième compteur éloigné au montage d'étude des gerbes explosives on peut étudier la corrélation entre gerbes explosives et grandes gerbes de l'air. Or ce quatrième compteur n'a été touché que dans environ 10 % des cas. Ce chiffre n'a qu'une valeur d'indication : en effet d'une part des particules pénétrantes simultanées associées aux gerbes de l'air ont certainement élevé ce chiffre, d'autre part le quatrième compteur n'est touché

que par les gerbes de l'air suffisamment denses. Il est intéressant de noter que les clichés pour lesquels le 4e compteur a été touché présentent les types de phénomènes ordinaires aux gerbes explosives : mésotons associés, particules lourdes, cascades très puissantes. La coïncidence du 4e compteur ne définit donc pas une catégorie spéciale de phénomènes.

IV. Si les gerbes de mésotons et les phénomènes nucléaires sont largement associés aux grandes gerbes de l'air, elles ne paraissent pas concentrées dans les zones de grande densité électronique. Bien que la dispersion des photons soit théoriquement un peu plus forte que celle des électrons, les effets photonucléaires ne paraissent pas responsables du flux des particules lourdes cosmiques.

Au contraire la naissance fréquente de puissantes gerbes en cascades, observée sur des clichés commandés par des gerbes nucléaires ou de mésotons, paraît suggérer l'interprétation suivante qui élargit une idée de Janossy : des effets nucléaires en cascade seraient à l'origine des gerbes de mésotons, des particules lourdes et des électrons. Cette origine commune expliquerait que l'intensité des particules lourdes, des étoiles et des électrons de cascades croissent en altitude suivant la même loi.

On pourrait être ainsi conduit à limiter assez bas l'application de la théorie des cascades électroniques, par exemple vers 5.10^9 eV. Certains types étranges de gerbes observées par nous cet été semblent comporter une particule ionisante ou des pinceaux formés de paires très serrées; il y a sans doute dans les gerbes une complexité plus grande qu'on ne le pensait.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la variation des propriétés magnétiques du mélange de charbon actif et d'oxygène en fonction du temps.* Note de M. **Clément Courty**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Des mesures, faites en 1939, nous avaient montré que le charbon actif humide (1) absorbe beaucoup plus d'oxygène que le charbon actif sec, lorsqu'on le laisse en contact avec ce gaz pendant plusieurs semaines. Il était intéressant, après les résultats des expériences décrites dans une précédente Note (2), de voir si, par des mesures magnétiques, il était possible de suivre le phénomène.

Dans ce but, le tube scellé contenant le charbon actif et l'oxygène adsorbé a été laissé dans la balance magnétique, pendant près d'une année, et, de temps en temps, nous avons mesuré le coefficient d'aimantation du gaz.

Ce coefficient, déterminé par E. Bauer, P. Weiss et A. Piccard à la température de $+20°$C., vaut $10^6\chi = +107,8 \pm 0,3$ (3) pour l'oxygène pur; nous

(1) Charbon de noix de Coco activé à la vapeur d'eau.
(2) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 769.
(3) *Comptes rendus*, **167**, 1918, p. 486.

rappelons que la mesure faite par nous *un jour après* le scellement du tube nous avait donné $10^6\chi = +107,5$ à 0,5 % près, pour l'oxygène en présence du charbon actif.

Or ce coefficient a décru d'une manière très sensible, tendant vers une limite de l'ordre de 60-61, qui a été précisée au bout de 326 jours. Comme on suppose souvent que le charbon actif s'oxyde lentement au contact de l'oxygène de l'air, et que, vraisemblablement, l'humidité catalyse cette oxydation, comme elle en catalyse beaucoup d'autres, il n'était pas absurde d'admettre qu'une partie de l'oxygène était passé à l'état de gaz carbonique, dont le coefficient d'aimantation *négatif* est $10^6\chi = -1,2$; ainsi s'expliquerait cette décroissance de $+107,5$ à $+61,03$ en 326 jours.

Nous avons alors porté le tube à l'étuve, à 100°C., pendant 24 heures, dans le but de déplacer l'équilibre atteint; le coefficient d'aimantation, mesuré le lendemain après atteinte de la température initiale d'équilibre, s'est montré nettement inférieur : $10^6\chi = 43,65$. Cinq jours après, le tube étant resté dans la cage de la balance magnétique, le coefficient s'est accru; enfin, 14 jours après, il avait pratiquement atteint la limite initiale d'équilibre de l'ordre de 60.

Voici, du reste, les résultats obtenus, consignés dans un tableau où t désigne le temps en jours, après la mise en contact du charbon légèrement humide avec l'oxygène et χ le coefficient d'aimantation attribué à l'oxygène ou au mélange gazeux à l'équilibre :

t.....	1.	8.	10.	45.	101.	166.	228.	326.
$10^6\chi$...	+107,5	+105,6	+104,7	+89,51	+66,88	+62,51	+61,92	+61,03

après séjour à l'étuve, 24 heures à +100°C. :

t...........	346.	350.	359.
$10^6\chi$.........	+43,65	+58,92	+59,36

Il n'y a donc aucun doute possible : entre le charbon actif et l'oxygène s'établit un équilibre, en tube scellé à la température ordinaire; cet équilibre peut être détruit par chauffage, mais il se rétablit ensuite.

Rien ne prouve qu'il s'agisse réellement d'une oxydation, car il semble improbable, dans cette dernière hypothèse, que le gaz carbonique repasse en partie à l'état d'oxygène et de charbon.

Si l'on construit maintenant, à partir du tableau ci-dessus, la courbe de variation du coefficient d'aimantation χ en fonction du temps, on trouve, par extrapolation, au temps $t = 0$, le nombre $10^6\chi = +107,8$, identique à la valeur trouvée par Bauer, Weiss et Piccard pour l'oxygène pur.

Des études ultérieures à l'aide d'une autre méthode nous montreront peut-être si l'oxygène seul est responsable de ces variations.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'existence de composés oxoniums* ROR′—SO^4H^2 (*spectres d'absorption infrarouge*). Note [1] de M. **Laszlo Szobel**, présentée par M. Aimé Cotton.

On a montré [2] que les spectres d'absorption dans le proche infrarouge ($0^{\mu},8$-$1^{\mu},2$) permettent l'étude des composés oxoniums tels qu'éther-HCl par exemple. Ces travaux avaient portés uniquement sur la formation de composés oxoniums avec le *gaz chlorhydrique*. Or des travaux antérieurs, basés sur des diagrammes thermiques, ont conduit Tschelinzew et Koslow (*Centralblatt*, I, 1915, p. 828) à admettre la formation de composés oxoniums par fixation de l'*acide sulfurique* sur l'oxygène de l'éther éthylique (ou isoamylique).

L'emploi des méthodes spectrales nous a permis de confirmer cette hypothèse, de signaler l'existence de nouveaux composés oxoniums et d'obtenir des résultats intéressants en ce qui concerne non seulement la bande $4\nu(CH \rightarrow O)$ de l'éther, mais aussi les bandes OH de l'acide sulfurique.

1° *Influence sur la bande* $4\nu(CH \rightarrow O)$. — *a.* $(C^2H^5)^2O$, SO^4H^2. — Nous avons préparé une solution à 50 % (en volume) d'éther absolu dans l'acide sulfurique 100 % et enregistré le spectre de cette solution entre $0^{\mu},8$-$1^{\mu},2$ sous 10^{cm} d'épaisseur. A titre de comparaison, nous avons enregistré dans les mêmes conditions par la méthode des deux cuves [3] : *a.* SO^4H^2 100 % sous 5^{cm}, et *b.* $(C^2H^5)^2O$ pur sous 5^{cm}.

On sait [2] que l'éther éthylique présente deux bandes : $4\nu(CH)$ vers $0^{\mu},9085$ (11007 cm^{-1}) et $4\nu(CH \rightarrow O)$ vers $0^{\mu},9505$ (10520 cm^{-1}). La figure 1 montre que, pour une solution à 50 % de $(C^2H^5)^2O$ dans l'acide sulfurique, la bande $4\nu(CH \rightarrow O)$ disparaît; d'autre part la bande $4\nu(CH)$ est fortement déplacée vers les grandes fréquences. Nous avons pu confirmer ainsi spectralement l'existence d'un composé oxonium $(C^2H^5)^2O$, SO^4H^2 analogue à $(C^2H^5)^2O$, HCl [4].

Pour vérifier qu'il n'y a pas eu (quoique nous ayions opéré à la température ordinaire) réaction chimique, nous avons régénéré ensuite la majeure partie de l'éther en faisant agir une solution de Cl^2Ba sur le composé oxonium $(C^2H^5)^2O$, SO^4H^2. (Bien que HCl se forme pendant la réaction, il ne se fixe pas sur l'éther pour donner un sel oxonium, car il est bien plus soluble dans l'eau.)

---

(1) Séance du 15 mai 1944.

(2) M. et R. Freymann, *Cahiers de physique*, **14**, 1943, 49; L. Szobel, *Comptes rendus*, **218**, 1944, pp. 315 et 347.

(3) Les deux substances sont placées à la suite l'une de l'autre, sur le faisceau infrarouge, dans des cuves de 5^{cm} chacune.

(4) Toutefois le résultat est qualitatif; nous n'affirmons pas que les molécules se fixent dans le rapport 1 : 1.

b. $(CH^3)^2O$, SO^4H^2. — Nous avons pu déceler de la même façon l'existence du composé oxonium $(CH^3)^2O$, SO^4H^2 (5) qui n'avait pas été signalé jusqu'ici (*fig.* 2). Comme pour $(C^2H^5)^2O$, en mettant $(CH^3)^2O$ en solution (à 50 %) dans SO^4H^2, la bande $4\nu(CH \rightarrow O)$ vers $0^{\mu},9310$ ($10741\ cm^{-1}$) *disparaît totalement* et la bande $4\nu(CH)$ vers $0^{\mu},8935$ est fortement déplacée vers les grandes fréquences.

Les valeurs suivantes précisent ces résultats en permettant de les comparer à ceux de notre étude antérieure (3) sur $(CH^3)^2O$:

$(CH^3)^2O$	$10741\ cm^{-1}$ (très intense)	$11191\ cm^{-1}$
$(CH^3)^2O$, HCl	$10962\ cm^{-1}$ (faible)	11230 »
$(CH^3)^2O$, SO^4H^2	rien	11270 »
	$4\nu(CH \rightarrow O)$	$4\nu(CH)$

Remarque. — Notons que l'existence du composé oxonium $(CH^3)^2O$, SO^4H^2 explique la grande solubilité de $(CH^3)^2O$ dans SO^4H^2, fait qui intervient

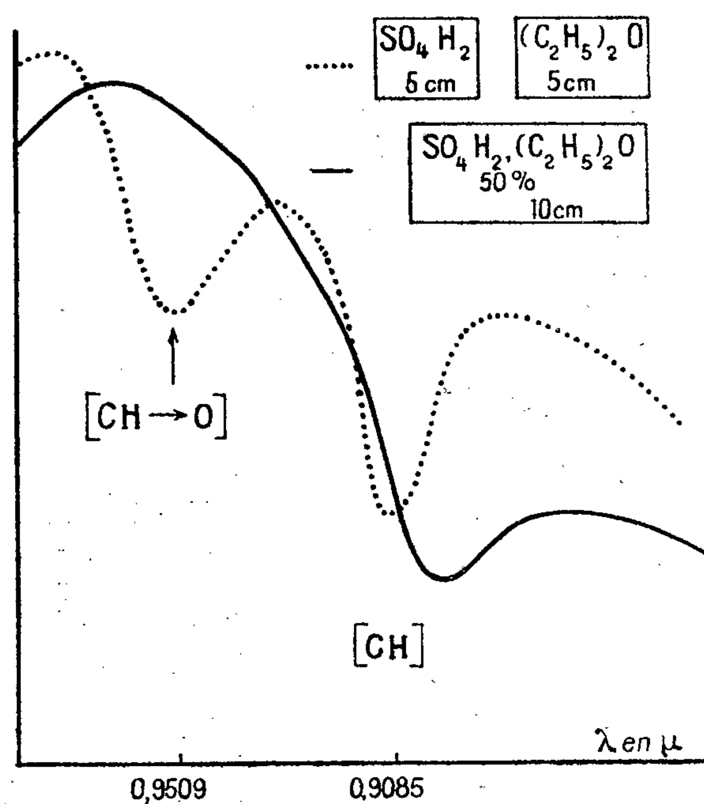


Fig. 1.

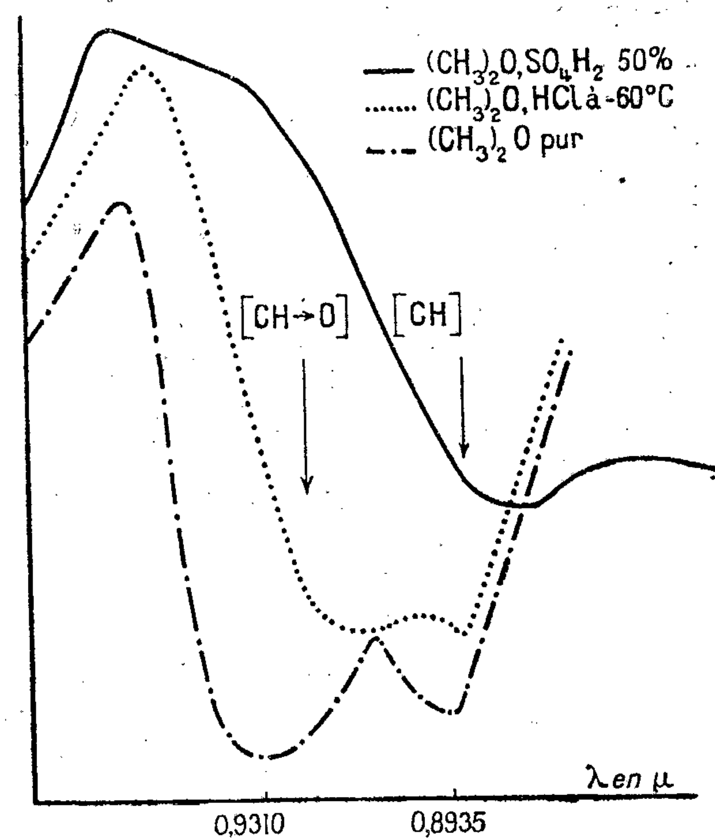


Fig. 2.

dans la préparation de $(CH^3)^2O$. Ceci prouve également qu'il n'y a pas de réaction chimique entre SO^4H^2 et $(CH^3)^2O$ (dans nos conditions expérimentales) puisque, par simple addition d'eau $(CH^3)^2O$ est remis en liberté.

c. $S(CH^2)^4O$, SO^4H^2.

d. ROH, SO^4H^2.

2° *Influence sur les bandes* OH *de l'acide sulfurique.* — La fixation du groupement OH de l'alcool sur l'oxygène de l'éther $R—O—H \rightarrow O\langle^R_R$ a été mise en évidence (5) par la disparition de la bande $3\nu(OH)_p$. Ceci a été

(5) R. Freymann, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 41; R. Freymann et J. Guéron, *ibid.*, 205, 1937, p. 859.

confirmé par l'étude de l'effet Raman et des spectres infrarouges des solutions éther-NO^3H (6).

Dans les solutions *éther-acide sulfurique à 50 % nous avons pu constater que les bandes* OH *de l'acide sulfurique disparaissent* (cette partie du spectre n'a pu être indiquée sur la figure 1). Ceci confirme la fixation de l'hydrogène de OH (de SO^4H^2) par les *valences supplémentaires* de l'oxygène des éther-oxydes.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Mesure de la tension de vapeur du soufre solide.* Note (1) de M. **Maurice Taillade**, présentée par M. Charles Fabry.

La tension de vapeur du soufre solide a fait l'objet de plusieurs mesures qui ont donné des résultats très variés. Gruener (2), Ruff et Graf (3) et Brown et Muir (4) ont employé la méthode d'entraînement. Ils ont obtenu des résultats très supérieurs à ceux obtenus par Neuman (5) et Fouretier (6) par des méthodes de principes très différents. Pour une température de l'ordre de 50° les résultats varient presque du simple au décuple. Ceci pouvait conduire à mettre en doute le fait que la molécule de soufre, à la température ordinaire, soit S_8 comme l'a trouvé Neuman. En conséquence, nous avons repris ces mesures en employant la méthode d'entraînement modifiée conformément à une publication antérieure (7). Les auteurs, qui employaient cette méthode jusqu'ici, opéraient dans les conditions suivantes : 1° l'entraînement était fait par un courant gazeux passant très lentement à la pression atmosphérique sur un grand excès de soufre de façon à obtenir sûrement la saturation; 2° le produit évaporé était transformé par oxydation en SO^2 ou en SO^4H^2 et dosé iodométriquement ou sous forme de sulfate de baryum. Il en résultait l'inconvénient suivant : la présence de faibles quantités d'impuretés volatiles (SO^2, SH^2, éventuellement variétés allotropiques plus volatiles que la forme stable) difficiles à éviter sûrement, même par une purification très soignée, se traduisait par des erreurs par excès qui pouvaient être considérables.

Nous pensons avoir éliminé ces causes d'erreurs dans le mode opératoire que nous avons utilisé; nous avons donc repris ces déterminations en utilisant surtout la vapeur d'eau comme gaz d'entraînement. La vapeur d'eau pouvant être soupçonnée de ne pas être inerte vis-à-vis du soufre, nous avons fait, à titre de contrôle, quelques expériences en employant comme gaz d'entraînement

---

(6) Desmaroux, J. Chedin et R. Dalmon, *ibid.*, **209**, 1939, p. 455.

(1) Séance du 3 avril 1944.

(2) *Journ. Am. Chem. Soc.*, **29**, 1907, p. 1396.

(3) *Ber. d. chem. Ges.*, **40**, 1907, p. 4199; *Z. anorg. Chem.*, **58**, 1908, pp. 209-212.

(4) *Phys. Rev.*, 2e série, **41**, 1932, p. 111.

(5) *Z. Phys. Chem.*, Abt. A, **171**, 1934, p. 416.

(6) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 194.

(7) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 194.

de l'air, de l'hydrogène et du gaz carbonique. Dans tous les cas, le soufre évaporé était absorbé par des feuilles de cuivre, dont la pesée fournit une vérification des résultats des pesées des échantillons de soufre. Le contrôle de la saturation se faisait en plaçant l'un derrière l'autre, dans le courant gazeux, plusieurs échantillons de soufre que l'on pesait séparément.

L'allure des courbes d'évaporation, en fonction du temps, montre que la saturation est presque obtenue après passage du courant gazeux sur un échantillon, *a fortiori* après passage sur 5 échantillons qui ont été employés dans la plupart des essais. Il n'y a pas de différence appréciable entre les résultats obtenus avec les divers gaz d'entraînement employés, ce qui indique qu'ils sont tous sensiblement inertes vis-à-vis du soufre.

Les résultats suivants ont été obtenus avec le soufre orthorhombique (forme stable dans les conditions ordinaires), en admettant la forme S_8 pour la molécule de soufre :

Température en °C	30,4	52,6	59,8	60,1	79,3
Tension de vapeur en mm Hg $\times 10^6$	3,96	65,4	147	151	1110

Ces résultats se confondent pratiquement avec ceux de Fouretier, ce qui confirme la formule S_8 pour la vapeur de soufre. Il est remarquable toutefois que la pente de la courbe $\log p$ en fonction de $1/T$ soit la même que dans les résultats de Neuman, ce qui laisserait croire à une erreur systématique dans l'une des deux séries de mesures (peut-être une erreur dans l'évaluation de la surface des ouvertures d'évaporation de l'appareil de Neuman).

Les résultats obtenus peuvent se représenter par la formule

$$\log p = 11,984 - \frac{5,267}{T},$$

où p est la tension de vapeur en millimètres de mercure et T la température absolue.

Des essais tentés pour mesurer de la même façon la tension de vapeur du soufre triclinique (stable au-dessus de 93°) n'ont pas réussi jusqu'ici, le soufre triclinique se transformant en soufre orthorhombique au cours de la mesure.

Des mesures analogues effectuées sur de la fleur de soufre, sur du soufre chauffé au-dessus de son point de fusion et trempé, sur du soufre précipité de l'hyposulfite par action de l'acide chlorhydrique ont donné la même valeur pour la tension de vapeur aux erreurs d'expérience près.

Toutefois, dans le cas du soufre chauffé au-dessus de son point de fusion ou de la fleur de soufre, il reste un résidu blanc, très peu volatil, constitué par du soufre μ (soufre insoluble dans le sulfure de carbone). Ce résidu subit une légère perte de poids, qui semble due plutôt à une transformation en soufre λ (soufre cristallisé) qu'à une évaporation proprement dite. Il semble d'ailleurs que l'on ait là une méthode meilleure que l'extraction au sulfure de carbone pour la préparation de soufre μ exempt de soufre λ.

En résumé, la détermination de la tension de vapeur du soufre cristallisé orthorhombique par une méthode d'entraînement modifiée donne des résultats en bon accord avec ceux de Fouretier, ce qui confirme la formule S_8 pour la vapeur de soufre; le soufre μ (insoluble) ne possède pas une pression de vapeur mesurable par la méthode employée; enfin aucune variété allotropique, un peu stable à la température ordinaire et différente du soufre λ et du soufre μ, n'a pu être mise en évidence dans les divers échantillons de soufre étudiés.

ÉQUILIBRES CHIMIQUES. — *Influence des gaz inertes sur la dissociation du carbonate de calcium.* Note de MM. **Louis Hackspill**, **Roger Caillat** et M[lle] **Andrée Cheutin**, présentée par M. Paul Lebeau.

Tous les carbonates sont décomposables par la chaleur à des températures très différentes. Il est rare que la réaction soit réversible.

La calcite cependant se dissocie en chaux et gaz carbonique, tandis que de la chaux peut fixer du gaz carbonique en donnant de la calcite nettement cristallisée.

Cette réaction a fait l'objet de nombreuses études depuis le remarquable Mémoire de Debray, qui date de 1886 (1). On trouvera la bibliographie relative à ce sujet dans une Note de l'un de nous (2).

Le système est monovariant, puisque l'on se trouve en présence de deux constituants indépendants et de trois phases : une gazeuse, CO^2, et deux solides, CO^3Ca et CaO.

On pouvait se demander si l'on obtiendrait les mêmes seuils de décomposition en absence de chaux, c'est-à-dire en chauffant le carbonate sous des pressions déterminées de gaz carbonique.

La courbe de dissociation du carbonate de cadmium a été obtenue de cette façon, c'est-à-dire en évitant l'action perturbatrice de l'oxyde CdO. Centnerszwer et Andrussow (3), auteurs de ce travail, admettent qu'ils ont ainsi mesuré des tensions de dissociation.

Nous avons appliqué leur méthode à la calcite.

Lorsque l'on chauffe progressivement cette substance en présence d'anhydride carbonique dans un appareil clos, communiquant avec un manomètre à mercure, la pression varie d'abord en fonction linéaire de la température. Au moment où le carbonate commence à se décomposer, la pression croît plus vite; la courbe présente un point anguleux très net : c'est le seuil de décomposition, correspondant à une pression et à une température déterminées. Les

(1) *Comptes rendus*, 64, 1867, p. 603.
(2) Hackspill, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1261.
(3) *Zeits. physik. Chem.*, III, 1924, p. 79.

points que nous avons ainsi déterminés viennent se placer, avec une exactitude convenable, sur la courbe de dissociation, obtenue par la méthode classique.

P....	63	66	76	127	158	195	241	280	370	408	430	471	588	691
T_1....	753	752	758	784	790	816	822	830	848	854	860	868	870	886
T_2....	745	748	756	784	796	810	823	833	850	856	860	866	878	892

P, pression en mm de Hg; T_1, température trouvée; T_2, température statique en degrés C.

Cette méthode présente l'avantage d'être beaucoup plus rapide que la méthode statique, surtout aux températures peu élevées, pour lesquelles l'équilibre ne s'établit que lentement.

Elle permet en outre d'envisager la dissociation sous un nouvel aspect. La quantité de chaux formée, lorsque la pression augmente brusquement de 1^{cm} de mercure, ce qui est plus que suffisant pour constater la discontinuité, est inférieure au milligramme. La décomposition a lieu en quelques secondes, tandis que l'établissement de l'équilibre demande parfois une centaine d'heures.

Peut-on, dans ces conditions, parler de réactions inverses, dont les vitesses s'équilibrent? Il semble que non. Tout se passe comme s'il y avait, pour chaque température, une pression interne de gaz carbonique dans le carbonate. Il se dégage du CO^2 du carbonate au moment où la pression extérieure de CO^2 devient plus faible que la pression interne.

Quelle sera alors l'action d'un gaz autre que CO^2 ?

La même méthode nous a également permis de faire la série d'essais suivants :

Dans le même appareil que précédemment, on chauffe, dans les mêmes conditions, le carbonate de calcium en présence, cette fois, d'un gaz autre que CO^2. On détermine ainsi pour chaque pression P du gaz au-dessus du carbonate, une température t de début de décomposition. L'ensemble des résultats fournit une courbe $P = h(t)$, dont l'allure rappelle celle de la courbe de dissociation. Son abscisse à l'origine est 580°, température de début de décomposition du carbonate dans le vide. Nos essais ont porté sur l'hélium, l'argon, le krypton, l'azote et l'oxygène. Voici le tableau des valeurs correspondantes de P et t pour chaque gaz (P en mm de Hg, t en degrés C.) :

Hélium.		Argon.		Krypton.		Azote.		Oxygène.	
P.	*t*.	P.	*t*.	P.	*t*.	P.	*t*.	P.	*t*.
66...	646	63...	635	44...	640	56...	630	116...	680
183...	693	120...	670	117...	670	150...	700	212...	710
266...	700	152...	680	251...	710	223...	720	358...	720
430...	730	225...	715	381...	730	434...	738	493...	740
600...	738	333...	730	529...	735	580...	755		
		556...	760						

La courbe $P = h(t)$ est la même pour tous les gaz étudiés, dont les propriétés physiques sont cependant très différentes. Le facteur agissant ici semble être uniquement la pression, qui retarde l'émission du gaz carbonique.

ÉQUILIBRES CHIMIQUES. — *Sur la formation des nitrates basiques de magnésium par voie aqueuse, à la température de 25°.* Note de Mme **Léone Walter-Lévy** et Mlle **Monique Heuberger**.

L'existence de deux nitrates basiques susceptibles de se former par voie humide, à la température ordinaire, a été précédemment signalée (1). Afin de définir ces deux sels, nous avons fait réagir de la magnésie sur des solutions de nitrate de magnésium de concentrations variables, pendant des temps variables, à la température de 25°. Les essais ont porté sur 2g de magnésie anhydre et 100cm³ de solution. La composition des phases solides a été déterminée par la méthode des restes. Après filtration, lavage à l'alcool et dessiccation, les résidus solides de la réaction ont été analysés et examinés aux rayons X.

Les résultats obtenus montrent qu'au bout de deux jours la magnésie a complètement réagi sur les solutions de nitrate; cependant, dans certains cas, l'équilibre n'est établi qu'au bout de plusieurs mois. Les résultats relatifs aux essais de durée égale à six mois sont groupés dans le tableau ci-après. Les phases solides sont alors les suivantes : de la magnésie hydratée $Mg(OH)^2$, de spectre M, dans les solutions les plus diluées titrant de 0 à 2,75 mol/l de nitrate; un premier sel basique $(NO^3)^2Mg$, $3Mg(OH)^2$, $8H^2O$, de spectre N_{IIb}, dans les solutions contenant de 2,75 à 3,3 mol/l; un deuxième sel basique $(NO^3)^2Mg$, $2Mg(OH)^2$, $4H^2O$, de spectre N_{III}, dans les solutions les plus concentrées, en particulier dans la solution saturée (4,0 mol/l).

Le sel $(NO^3)^2Mg$, $3Mg(OH)^2$, $8H^2O$ se présente sous une forme allotropique instable, de spectre N_{IIa}, viable pendant trois mois environ, avant de prendre la forme stable N_{IIb}.

Le composé instable $(NO^3)^2Mg$, $3Mg(OH)^2$, $8H^2O$, de spectre N_{IIa}, apparaît également en premier lieu dans les solutions de concentration égale à 3,5M et se transforme au bout d'un mois en $(NO^3)^2Mg$, $2Mg(OH)^2$, $4H^2O$. Dans les solutions saturées, ce dernier sel se forme directement.

A l'état d'équilibre, les nitrates basiques de magnésium sont peu solubles dans leurs eaux-mères à 25° et leur communiquent une alcalinité faible. Ils sont décomposés par l'eau, mais ne sont pratiquement pas attaqués par l'alcool absolu. Les sels stables peuvent être séchés à l'air. Dans ces conditions, la variété instable, plus sensible aux fluctuations de l'état hygrométrique de l'air, se trouve le plus souvent partiellement déshydratée (2).

---

(1) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 846.

(2) C. R. Bury et R. H. Davis, *Journal of the Chemical Society of London*, **135**, II, 1932, p. 1009.

L'étude de la réaction de la magnésie anhydre sur les solutions de nitrate de magnésium, à la température de 25°, nous a donc permis de définir deux nitrates basiques, $(NO^3)^2Mg$, $2Mg(OH)^2$, $4H^2O$ et $(NO^3)^2Mg$, $3Mg(OH)^2$, $8H^2O$. Ce dernier se présente sous deux formes allotropiques.

Le composé $(NO^3)^2Mg$, $2Mg(OH)^2$, $4H^2O$ peut être identifié à celui décrit par Didier ([3]), au degré d'hydratation près.

Le sel $(NO^3)^2Mg$, $3Mg(OH)^2$, $8H^2O$ s'apparente aux composés analogues Cl^2Mg, $3Mg(OH)^2$, $8H^2O$ et SO^4Mg, $3Mg(OH)^2$, $8H^2O$ ([4]).

Examen des solutions.		Examen des phases solides.				
			Composition chimique			
			après séchage à l'air.		d'après la méthode des restes.	
Titre en $(NO^3)^2Mg$ en mol/l.	Alcalinité des solutions en mol/l de $Mg(OH)^2$.	Spectre X.	$\frac{(NO^3)^2}{Mg}$.	$\frac{H^2O}{Mg}$.	$\frac{(NO^3)^2}{Mg}$.	$\frac{H^2O}{Mg}$.
0,0		M		0,990		
0,5	0,0002	M	0,013	1,00		
1	0,0005	M	0,006	1,05		
1,5	0,0010	M	0,008	1,05	0,01	1,00
2,0	0,0025	M	0,010	1,05		
2,5	0,006	M	0,010	1,04		
2,75	0,008	M + N_{IIb}	0,166	2,06		
2,83	0,009	N_{IIb}	0,250	2,59		
3,00	0,011	N_{IIb}	0,254	2,71	0,250	2,75
3,25	0,010	N_{IIb}	0,251	2,70		
3,5	0,010	N_{III}	0,330	2,01		
4,0 (saturée)	0,005	N_{III}	0,330	2,00	0,333	2,00

CHIMIE ORGANIQUE. — *Photochimie de l'azanthracène-α et de son dérivé monochloré en 9. Dimères azanthracénique-α.* Note de M. **André Étienne**, présentée par M. Marcel Delépine.

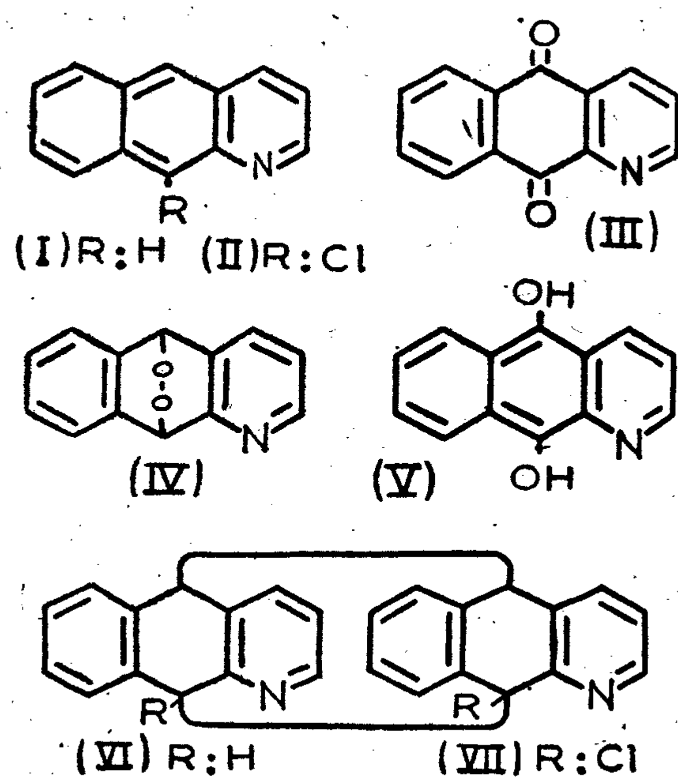
L'anthracène possède deux propriétés photochimiques bien définies, l'une, observée depuis longtemps (en 1867) par Fritzche, puis étudiée par de nombreux chercheurs, est sa dimérisation en *para*-anthracène, l'autre, découverte en 1935 par Ch. Dufraisse et M. Gérard ([1]), est sa transformation en photooxyde sous l'influence de la lumière solaire. Ayant constaté les plus grandes analogies entre le mésodiphénylanthracène et son équivalent de la série azanthracénique, j'ai poursuivi la comparaison entre les termes les plus simples des deux séries.

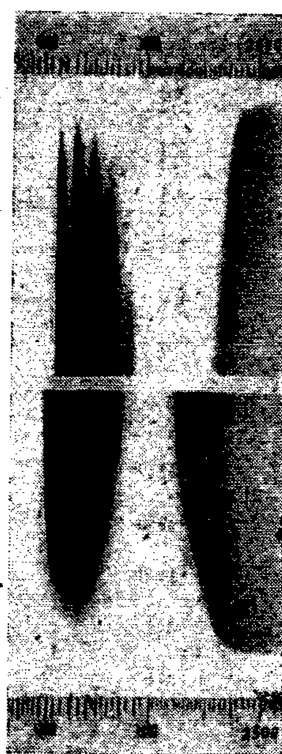
([3]) Didier, *Comptes rendus*, **122**, 1896, p. 935.

([4]) Mme L. Walter-Lévy, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1857.

([1]) *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 428.

Le parallélisme ne se maintient pas, du moins en apparence, pour la photooxydation. Malgré de nombreux essais, je n'ai pas réussi à isoler le photooxyde (IV) de l'azanthracène-α (I) ni même à déceler sa formation. L'irradiation à la lumière solaire, dans des conditions analogues à celles où se forme le photooxyde d'anthracène, c'est-à-dire en solution très diluée dans le sulfure de carbone, n'aboutit qu'à la production d'azanthraquinone (III). Il n'est cependant pas exclu d'admettre ici, comme dans la photooxydation de l'azanthracène ([2]), la formation transitoire du photooxyde (IV), se transformant en azanthrahydroquinone isomère (V), dont l'autoxydation facilité par l'alcalinité (ici celle de la matière) aboutirait à l'azanthraquinone. Les causes d'instabilité du photooxyde peuvent être dues à la structure électronique spéciale de l'azanthracène, qui se différencie nettement de celle de l'anthracène si l'on se réfère aux indications fournies par les spectres d'absorption (*fig.* 1).





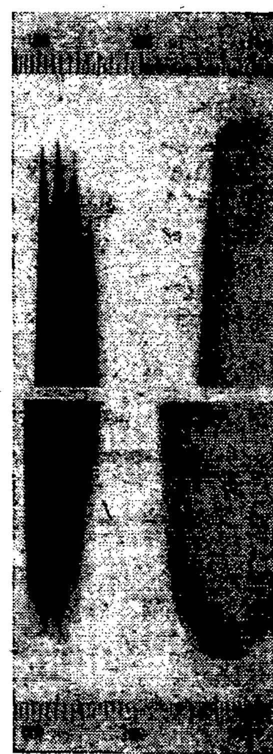


Fig. 1. Fig. 2.

Spectres d'absorption comparés (figures de Hartley corrigées). Solutions à 0g,25 par litre dans l'alcool. Fig. 1, anthracène (en haut), azanthracène-α (en bas). — Fig. 2, mésochloranthracène (en haut), méso (9)-chloro-azanthracène-α (en bas).

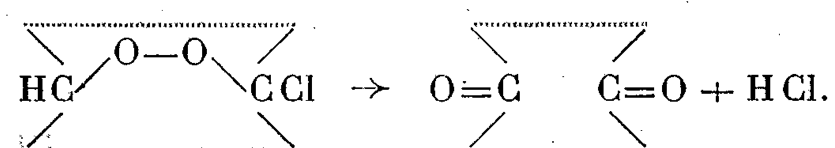
Cependant, on retrouve pour l'azanthracène l'autre propriété photochimique de l'anthracène, la photodimérisation. Si l'irradiation à la lumière solaire se fait sans air ou dans des solvants non photooxydants tels que l'alcool, le benzène, l'éther, l'acétone, on obtient au bout de quelques semaines, avec un rendement de 70 à 80 %, un corps bien cristallisé blanc, insoluble, que nous dénommons *para*-azanthracène-α et auquel nous attribuons la formule (VI). L'irradiation sans solvant ne produit aucun changement notable si ce n'est une

([2]) Ch. Dufraisse et M. Gérard, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 4, 1937, p. 2052; Ch. Dufraisse et R. Priou, *ibid.*, 5e série, 6, 1939, p. 1649.

légère résinification. La dimérisation se fait aussi bien en présence d'air que dans le vide, mais, dans le premier cas, on isole une petite quantité d'azanthraquinone. Le para-azanthracène est infusible, et ne régénère le monomère que par chauffage à 290°. Il est soluble dans les acides faibles en donnant des sels; cette solubilité a permis d'en déterminer le poids moléculaire.

L'azanthracène-α, F 118° (I), n'est cependant pas le dérivé de la série le plus facilement accessible. Pour le préparer on passe par l'intermédiaire du méso (9)-chloro-azanthracène-α (II), F 141°; celui-ci est déshalogéné par la poudre de zinc ou converti en quinone, que l'on réduit ensuite par un mélange de zinc et de chlorure de zinc.

Le méso (9)-chloro-azanthracène présente un spectre voisin de celui du chloranthracène et de l'anthracène, mais pas de celui de l'azanthracène (*fig.* 2). Irradié à la lumière solaire, il se comporte d'une manière analogue à l'azanthracène. En solution dans le sulfure de carbone, il fournit très rapidement l'azanthraquinone sans que l'on puisse déceler la présence d'un photooxyde. Il est possible qu'il y ait formation transitoire de celui-ci avec réarrangement en azanthraquinone suivant le schéma



D'autre part, la dimérisation s'obtient en solution comme celle de l'azanthracène-α, mais elle se fait aussi à l'état cristallisé. Le dimère, de formule (VII), est cristallisé, blanc et infusible; il régénère le monomère par chauffage à 220°. Il est insoluble dans les solvants neutres et soluble seulement dans les acides forts, ce qui indique une moins grande basicité que pour le dimère de l'azanthracène.

MINÉRALOGIE. — *Sur la composition minéralogique des boues bleues du Traict du Croisic (Loire-Inférieure).* Note de M. **André Rivière**, présentée par M. Charles Mauguin.

La baie peu profonde connue sous le nom de *Traict du Croisic* est bordée de prés-salés [1] à *Statice*, connus sous le nom de *schorres* et dont le sol est constitué par des boues bleues très cohérentes qui se prolongent avec une épaisseur de plusieurs mètres sous les marais salants entourant le Traict et s'étendant jusqu'au Pouliguen. Un échantillon, récolté par sondage, entre Saillers et Le Pouliguen, en 1936, et conservé depuis au laboratoire, s'était complètement décoloré, ce qui semble indiquer l'origine organique de sa teinte primitive. L'étude microscopique a montré une certaine proportion de grains de quartz,

(1) *Revue de Géographie physique et dynamique*, 5, 1936, p. 164.

dont les plus gros atteignent très exceptionnellement $0^{mm},120$ et un minéral phylliteux, surtout visible en suspension et à très fort grossissement, dont les paillettes transparentes et à allongement positif présentaient des dimensions de l'ordre de quelques μ. Après lévigation ménagée, conduite de manière à éliminer les particules de rayon équivalent à $2^{\mu},5$, les diagrammes de rayons X ont présenté la superposition des raies du quartz et de celles d'un minéral argileux qu'il était impossible de déterminer avec précision. L'argile fut alors dispersée et défloculée très soigneusement, puis soumise à une lévigation prolongée pendant plusieurs semaines. Au bout de ce temps, une certaine quantité de la suspension, qui ne s'était clarifiée que sur une faible épaisseur (de 1 à 2^{cm}), fut prélevée à la pipette, à quelque distance du fond du récipient et séchée à la température ordinaire. Elle donna un voile hyalin, transparent, légèrement jaunâtre, optiquement vide après pulvérisation, mais dont le spectre de rayons X présentait nettement les raies caractéristiques des minéraux du groupe beidellite-nontronite et, avec une très faible intensité, quelques raies permettant de conclure à la présence de traces d'argile du groupe kaolinique et peut-être d'argile micacée, ainsi que de quantités infinitésimales de quartz.

L'abondance du fer séparable par attaque chlorhydrique ainsi que l'allure du diagramme d'analyse thermique permettent de conclure à un caractère intermédiaire, mais probablement surtout nontronitique du minéral dominant, malgré la pureté du spectre pourtant obtenu avec la raie K du cuivre.

Ces résultats permettent de penser qu'en raison du développement et de l'homogénéité apparente des formations de schorres sur nos côtes occidentales, les argiles du groupe beidellite-nontronite jouent un rôle important dans les formations littorales. D'ailleurs la persistance pratiquement indéfinie du quartz dans les suspensions, semble indiquer que ce minéral peut exister dans les vases en particules excessivement fines, susceptibles d'être maintenues en suspension par agitation brownienne, c'est-à-dire, pratiquement, de dimensions colloïdales.

GÉOLOGIE. — *Sur la pénétration des formes tempérées dans le Nord du bassin aquitanien pendant le Crétacé supérieur.* Note de M. **René Abrard**.

On sait que, dans le Nord du bassin d'Aquitaine, la transgression crétacée date du Cénomanien supérieur et qu'on y observe une série continue s'étendant jusque vers la partie supérieure du Maestrichtien, les couches les plus élevées de Maestricht n'étant pas représentées.

Au cours de son histoire crétacée, cette région a constamment fait partie de la province méditerranéenne, caractérisée notamment par l'abondance des grands Foraminifères et des Rudistes. Les influences équatoriales se sont fait sentir vers le Nord par le passage à travers le détroit du Poitou de formes chaudes, qui se sont avancées plus ou moins loin dans le Sud-Ouest du bassin

de Paris (*Ostrea biauriculata*, *O. vultur*, *Caprotina striata*, au Cénomanien; *Præradiolites Fleuriaui*, *Sauvagesia cornupastoris*, au Turonien; *Rhynchonella vespertilio*, *Sphærulites Coquandi*, *Hippurites sarthacensis*, au Santonien, pour citer les principales), où quelques-unes seulement ont pu se maintenir.

Il est hors de doute que, jusqu'à la fin du Santonien, les bassins de Paris et d'Aquitaine ont communiqué très facilement, mais ceci ne s'est pas traduit par un échange de faunes, puisque l'arrivée de formes méditerranéennes dans le premier n'a pas eu comme contre-partie celle d'espèces septentrionales dans le second; ainsi que l'a dit Ph. Glangeaud (*Thèse*, p. 31), les courants à travers le détroit étaient dirigés du Sud vers le Nord, du moins jusqu'au début de l'Aturien.

Le Campanien se distingue des étages précédents par la présence en Aquitaine de nombreux genres nordiques, très représentatifs de la province tempérée septentrionale : *Micraster*, *Ananchytes*, *Offaster*, *Ancistrocrania*, *Belemnitella* (1). *Micraster Brongniarti*, notamment, espèce de la Craie de Meudon, et *Ananchytes ovatus* abondent vers la partie supérieure de l'étage; *Actinocamax quadratus*, forme tempérée septentrionale par excellence, est connue par deux ou trois individus des environs de Montmoreau et de Saint-Seurin-d'Uzet, cités par Arnaud.

Il y a donc au Campanien recul très net de la zone équatoriale, et ceci se vérifie par l'absence presque totale de Rudistes (quelques-uns seulement sont signalés à l'extrême-sommet de l'étage dans des couches peut-être déjà maestrichtiennes) et le faciès qui est dans les Charentes, celui qui rappelle le plus la Craie du bassin de Paris. Il s'agit de déterminer si l'empiètement de la zone tempérée vers le Sud s'est fait par la voie du détroit du Poitou ou d'une manière moins directe. En d'autres termes, la question est de rechercher à quel moment s'est définitivement fermé le détroit.

Ainsi que nous l'avons vu plus haut, cette fermeture est très probablement postérieure au Santonien, et J. Welsch, se basant sur des considérations différentes (faciès du Conacien, escarpements par lesquels se termine le Crétacé supérieur au SW du bassin de Paris et au NW de celui d'Aquitaine), était arrivé à des conclusions analogues (2).

Dans le bassin de Paris une régression très nette se produit dès le début de l'Aturien, et elle paraît très importante si l'on considère seulement l'extension actuelle des dépôts. Le Campanien, en effet, développé dans le centre du bassin (zone de la Craie blanche), s'étend peu vers le Sud-Ouest, et c'est avec doute qu'on peut attribuer à son extrême-base la craie à *Micraster regularis* de Blois et de Chaumont. Mais, l'épaisseur de l'argile à silex, indiquant la destruction d'une importante masse de Craie, il est permis de penser qu'il y a eu une large

(1) R. ABRARD, *A. F. A. S.*, Congrès de la Rochelle, 1928, pp. 635-637.
(2) *C. R. somm. Soc. Géol. Fr.*, 1929, pp. 122-123 et 142-143.

dénudation, que le Campanien, tout au moins inférieur, atteignait le seuil du Poitou et qu'il y avait encore, contrairement aux idées généralement reçues, liaison directe avec le nord du bassin aquitanien et inversion des migrations, amenant des formes tempérées dans la région Sud.

Il est à noter que la destruction des assises campaniennes de Touraine aurait dû nécessairement se faire avant le Sannoisien, puisque des formations d'eau douce de cet âge, et peut-être même antérieures, reposent directement sur la Craie de Villedieu.

Le fait que, dans le Cotentin, la craie maestrichtienne à Baculites repose directement sur le Cénomanien n'est pas un argument décisif, mais milite en faveur de l'interprétation proposée.

Le Maestrichtien est marqué par une grande incursion de la province équatoriale vers le Nord, avec arrivée d'Orbitoïdes et de Rudistes à Maestricht, mais *Belemnitella mucronata*, espèce septentrionale, a été trouvée en plusieurs points des Charentes ([3]). A ce moment, le bassin de Paris était émergé, et les échanges de faunes n'ont pu se faire qu'en contournant le Massif armoricain; le lambeau du Cotentin, où *B. mucronata* est associée à *Pachydiscus colligatus* comme en certains points de l'Aquitaine, est un jalon sur cette voie.

L'exondation du bassin de Paris dès le début du Maestrichtien paraît pouvoir être tenue pour certaine, bien que la Craie de Meudon n'accuse encore, par sa faune, aucune tendance à une diminution de profondeur de la mer.

L'histoire des échanges de faunes entre les deux bassins, pendant le Crétacé, comporterait donc quatre phases : 1° Cénomanien inférieur : arrivée d'*Orbitolina concava* dans le bassin de Paris par le tour du Massif armoricain, la transgression n'ayant pas encore atteint le nord du bassin aquitanien; 2° du Cénomanien supérieur au Santonien inclus : pénétration directe par le détroit du Poitou, de formes méditerranéennes dans le bassin de Paris; 3° Campanien : pénétration directe par la voie précédente, de formes septentrionales dans l'Aquitaine; 4° Maestrichtien : échange de faunes par le tour du Massif armoricain, avec jalon au Cotentin comme au Cénomanien.

GÉOLOGIE. — *Sur la structure de la zone méridionale du massif granitique de la Margeride*. Note de M. **Pierre Lapadu-Hargues**, présentée par M. Charles Jacob.

La région étudiée correspond au pays géographique du Randon, au Nord de la haute vallée du Lot près de Mende. Le centre de cet ensemble se place à Rieutort-de-Randon, sur le plateau granitique, à 18^{km} au Nord de Mende sur la route N. 107.

Au point de vue géologique, on se trouve là sur le bord méridional de la

---

([3]) *C. R. som. Soc. Géol. Fr.*, 1943, pp. 157-159.

Margeride, gros ensemble granitique qui s'étend largement sur les zones définies par les feuilles géologiques détaillées de Saint-Flour et de Mende, et sur la partie occidentale de celle de Largentière.

Au point de vue pétrographique, ce granit a une structure largement cristallisée. Le quartz, xénomorphe, est normalement répandu; la biotite, très fraîche, se présente en belles lames à zircons pléochroïques. Il n'y a pas de muscovite. Les feldspaths sont de deux types différents. Il y a, d'une part des plagioclases, assez abondants, avec des dimensions moyennes de même ordre que celles de cristaux des autres éléments : ces plagioclases sont du type albite-oligoclase, donc encore très alcalins et acides; d'autre part de très larges cristaux de microline, très bien maclés, ont des dimensions pouvant atteindre plusieurs centimètres. Ce sont ceux-ci qui donnent au granite de la Margeride son aspect macroscopique porphyroïde en *dent de cheval*, très caractéristique et bien connu.

A côté de ce granite, on observe des amas, ou mieux de larges traînées de roches beaucoup plus acides, qui vont de la structure largement cristallisée et homogène à une structure typiquement microgrenue. En plaque mince, le type grenu franc, de beaucoup le plus répandu, est granulitique. On y voit du quartz très abondant, de la muscovite très fraîche, quelques biotites en général rares et toujours chloritisées, enfin des plagioclases du type albite; il n'y a pas d'orthose visible. Cette granulite présente ainsi un faciès pétrographique beaucoup plus acide et alcalin (sodique) que le granite. Les types microgrenus, auxquels par place elle passe, présentent avec une structure différente les mêmes éléments. Elle est d'ailleurs intrusive dans le granite et par conséquent postérieure au point de vue mise en place.

Le granite de la Margeride est maintenant considéré comme post-tectonique par rapport à la première phase de plissement du cristallin de la région, datée comme antéstéphanienne. Il recoupe en effet de façon indépendante les structures de cette tectonique, aussi bien sur son bord nord (1) que sur son bord sud (P. Lapadu-Hargues, *Bull. Soc. Géol. France*, 11, 1943). Mais il a été lui-même l'objet de contre-coups orogéniques dus à des mouvements postérieurs à sa mise en place. Ce sont eux que nous allons maintenant définir brièvement.

La granulite qui accompagne le granite se trouve localisée selon de longues traînées qui jalonnent deux directions, l'une à peu près méridienne, l'autre orientée SSE-NNW. Tout, aussi bien la structure que la localisation de cette granulite, tend à montrer qu'il s'agit d'une recimentation par celle-ci de longs accidents cassants ayant affecté le bloc de la Margeride. Elle se montre ainsi vraisemblablement syntectonique par rapport à une deuxième phase tectonique hercynienne, postérieure à la mise en place du massif de la Margeride et de

(1) A. Demay, *Mémoire. Service Carte géologique France*, 1942.

style différent : la phase primitive est de type relativement souple, la phase ultérieure est au contraire rigide et cassante.

L'âge de cette deuxième phase est difficile à préciser exactement, au moins dans la région assez restreinte étudiée ici. Elle est sûrement antérhétienne, ce qui est évident par tout ce que l'on sait par ailleurs, car des lambeaux de grès et arkoses infraliasiques viennent par place recouvrir l'ensemble granitique et granulitique. Il semble que l'on pourrait la rattacher à la phase post-stéphanienne dont on connaît par ailleurs un certain nombre d'exemples dans la région ([2]).

Il faut ajouter que, au cours des temps secondaire et tertiaire, l'ensemble de la Margeride a rejoué. On y retrouve en effet un système de failles d'âge beaucoup plus récent, recoupant le granite et jalonnées par une série de filons à *quartz corné*, d'ailleurs fréquemment minéralisé. Ce réseau, résultant vraisemblablement du contre-coup des phases orogéniques pyrénéennes et alpines sur le Massif Central français, s'est installé dans l'ensemble sur l'ancien réseau de la phase cassante hercynienne, et c'est le long des alignements granulitiques que l'on retrouve les filons de quartz qui marquent les failles récentes, comme si ces zones de cicatrisations s'étaient montrées moins résistantes que les blocs granitiques qu'elles découpaient.

PALÉONTOLOGIE. — *La faune carcinologique des Couches à Poissons du Crétacé supérieur du Liban.* Note de M. **Jean Roger**, présentée par M. Charles Jacob.

J'ai montré ([1]) l'intérêt de la faune de Céphalopodes des Calcaires à Poissons du Cénomanien (Hakel, Maifouk, Hadjoula) et du Sénonien (Sahel-Alma), qui affleurent dans les massifs côtiers au Nord de Beyrouth. La faune de Crustacés de ces quatre localités présente, elle aussi, une grande importance, non seulement par l'abondance des espèces, puisqu'il y en a une trentaine représentées pour certaines par un grand nombre d'individus, mais également par les données qu'elle apporte au sujet de l'évolution des Crustacés et par les renseignements qu'elle fournit sur la paléobiologie du milieu. J'envisagerai successivement ces deux aspects.

Les Crustacés les plus abondamment représentés, surtout quant au nombre des espèces, sont les *Malacostraca* et, parmi eux, les *Decapoda* sont les plus divers et les plus riches en individus. Il convient de noter immédiatement l'abondance des *Natantia* avec *Penaeus libanensis* Brocchi, *P. septempinatus* Dames, *P. smithwoodwardi* v. Strælen, *P.* n. sp. ([2]), *Benthesicymus* ? n. sp.,

([2]) P. Lapadu-Hargues, *Étude sur le Bassin houiller de Prades*, Paris, 1939.

([1]) *Comptes rendus*, 218, 1944, pp. 289-290.

([2]) Ces espèces seront dénommées lorsqu'elles seront figurées.

Drobna n. sp., *I. Drobna* n. sp. *II*, *Æger* n. sp., *Hoplophorus* n. sp., *Notostomus* n. sp. Dans le Crétacé mondial, on connaît tout au plus 4 ou 5 espèces de *Natantia*, représentées en général par des restes très imparfaits. Outre sa diversité, la faune libanaise est remarquable par son originalité; alors que seuls les genres *Penæus*, et peut-être *Hoplophorus*, se trouvent également dans le Crétacé supérieur de Sendenhorst (Westphalie). Cette originalité tient à la coexistence de deux catégories d'éléments : les uns offrant des ressemblances surprenantes avec des espèces du Portlandien de Solnhofen (*Drobna*, *Æger*), les autres au contraire se rapprochent de genres actuels (*Hoplophorus*, *Notostomus*, *Benthesicymus*). Dans cette dernière catégorie, on peut encore placer *Penæus*. Les *Reptantia* offrent le même contraste. Des espèces comme *Eryoneicus sahelalmæ* J. Roger ([3]), *Ibacus præcursor* Dames, *Ranina cretacea* Dames, *Geryon* n. sp., se rapprochent incontestablement de genres actuels. Les trois espèces de *Pseudastacus* (*hakelensis* Fraas, *minor* Fraas, n. sp.) ne sont pas sans analogies avec des formes du Jurassique supérieur, bien que leurs affinités soient difficiles à préciser.

L'existence de quatre espèces au moins de *Stomatopoda* est à retenir, car les fossiles de cet ordre ne sont connus que de façon sporadique depuis le Dinantien d'Amérique du Nord. On trouve au Liban au moins deux espèces de Stomatopodes adultes : *Pseudosculda lævis* Schlüter et *Sculda syriaca* Dames. Ce dernier genre est représenté à Solnhofen. Existent en outre deux espèces de larves : l'une, décrite par v. Stræleu ([4]), forme des essaims abondants sur les plaques de calcaire de Hahel et n'a pas été nommée; l'autre est le *Pseuderichthus cretaceus* Dames de Sahel-Alma, qui offre de curieuses ressemblances avec certaines larves *Erichthus* actuelles.

Aux *Mysidacea* je rattacherai une espèce nouvelle de Sahel-Alma, montrant des ressemblances avec le genre *Eucopia* actuel et comblant ainsi une lacune dans l'histoire paléontologique de cet ordre.

Dans la sous-classe des *Cirripedia*, seul est à retenir *Loriculina nœtlingi*, qui s'intercale dans une série allant de *Turrilepas* du Primaire à *Pollicipes* actuel.

Particulièrement intéressants sont les représentants de la sous-classe des *Branchiopoda*, en abondance à Sahel-Alma. J'y placerai *Protozoë hilgendorfi* Dames et *Protozoë* n. sp., qui jusqu'ici étaient considérés comme larves de Stomatopodes, voisines de *Pseuderichthus*. Il s'agit probablement d'un cas de convergence. Le genre *Protozoë* constitue, parmi les Branchiopodes, un rameau tout à fait aberrant, marin, alors que la presque totalité du groupe est actuellement d'eau douce. Enfin une dernière espèce de Branchiopode est représentée par des restes incomplets et serait plus proche des *Triopsidæ* (*Apus*) actuels.

Au point de vue évolutif, il y a lieu de retenir, dans les énumérations précé-

---

([3]) *Bull. Mus.*, 2e série, 16, no 3, 1944, pp. 191-194.

([4]) *Palaeobiologica*, 6, II, 1938, pp. 394-400, pl. XXIV.

dentes, la coexistence de formes *modernes*, de formes *antiques* et de formes *indifférentes*. Parmi ces dernières, il convient de placer celles qui, comme les Branchiopodes, n'ont d'équivalents dans aucun gisement. A ajouter aussi que les quatre gisements libanais n'ont que peu de ressemblance entre eux : seul le genre *Penæus* est commun; mais, quoique avec des espèces différentes, ils montrent tous la même association des trois catégories de formes antiques, modernes et indifférentes. Cependant Hakel, Maifouk et Hadjoula ont une faune plus archaïque que Sahel-Alma; ainsi se trouvent confirmées les attributions stratigraphiques admises.

La diversité des faunes d'un gisement à l'autre laisserait supposer une égale diversité des caractéristiques du milieu. Les ressemblances avec Solnhofen pourraient être interprétées comme le fait de conditions identiques. Le problème paléobiologique est posé. A des formes bathypélagiques, *Hoplophorus, Notostomus, Geryon, Eucopia,* se trouvent associées des formes planctoniques; *Eryoneicus,* larves de Stomatopodes diverses, Branchiopodes, et des formes benthiques; *Sculda, Pseudosculda, Ibacus.* Là encore nous avons des caractères mixtes, mais, aussi bien par le nombre des espèces que par celui des individus, ce sont les planctoniques et les bathypélagiques qui l'emportent de loin. La même caractéristique se retrouve dans les quatre gisements, quoique avec des espèces différentes. Malgré les divergences apparentes, il semble donc que les Couches à Poissons du Crétacé supérieur du Liban correspondent à un milieu très calme de haute mer, par fond de plusieurs centaines de mètres. L'ensemble de la faune et l'étude pétrographique de la roche confirment cette conception. Les gisements de Solnhofen par contre correspondent à une série de lagunes en bordure de récifs, où les organismes venant soit de la terre ferme, soit du large, s'accumulaient en grand nombre. Les seules ressemblances avec le Crétacé supérieur du Liban tiennent au calme du milieu et à l'état de boue impalpable du sédiment qui se déposait sur le fond.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur l'existence, dans les graines de Colza et d'autres Crucifères à huile, de combinaisons organiques sulfurées volatiles directement solubles dans l'éther.* Note de M. **Émile André** et Mme **Madeleine Kogane-Charles**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons montré (¹) qu'il existe dans les graines de Colza une essence à odeur de Chou; cette essence est préformée, les solvants organiques volatils l'entraînent en dissolution en même temps que l'huile fixe; la plus grande partie disparaît pendant la distillation du dissolvant lors de la récupération de l'huile.

Nous avons été amenés à cette conclusion en constatant que, si l'on dose le

(¹) *Comptes rendus,* **215**, 1942, p. 327; **217**, 1943, p. 301.

soufre, 1° dans les graines, 2° dans le résidu déshuilé (tourteau) et 3° dans l'huile, on constate que la somme en soufre, retrouvé dans l'huile et dans le tourteau, met en évidence une perte appréciable par rapport au soufre total des graines.

L'étude de nouvelles graines de Colza appartenant à des variétés différentes et celle de diverses autres graines de crucifères (navette et cameline) nous a montré que le même fait se reproduit, mais à un degré variable. Nos recherches ont porté : 1° sur deux variétés de Colza, Colza ordinaire récolté en Vendée, teneur en huile 39,4 % et Colza Mecklembourg récolté en Orléanais, variété qui s'est révélée extraordinairement riche en huile (48,1 %); 2° sur un échantillon de graines de Navette d'hiver récoltées en Touraine et contenant 44,7 % d'huile; 3° sur un échantillon de graines de Cameline en provenance du Loir-et-Cher et dont la teneur en huile était de 35 % ; 4° enfin nous avons voulu vérifier si les graines de Moutarde noire ne contiendraient pas, elles aussi, une petite quantité d'essence sulfurée directement soluble dans l'éther, mais cette hypothèse nous paraissait peu probable.

Toutes les huiles ont été extraites par l'éther sulfurique, le dissolvant chassé par distillation sous la pression ordinaire au début et sous pression réduite en fin d'opération.

Les dosages de soufre ont été effectués comme nous l'avons indiqué antérieurement par la méthode de Eschka et Rothe, modifiée par l'un de nous ([2]).

Voici réunis sous forme de tableau les résultats que nous avons obtenus :

Nature et origine des graines.	Teneur en huile fixe %.	Soufre total contenu dans 100g de graines.	Soufre retrouvé dans le résidu déshuilé de 100g de graines.	Soufre retrouvé dans l'huile extraite de 100g de graines.	Soufre volatil perdu pendant la distillation du dissolvant.	Proportion % de soufre perdu rapportée au soufre total de 100g de graines.
Colza ordinaire (Vendée).	39,4	g 1,123	0,963	0,027	0,1326	11,84
			Total 0,990			
Colza Mecklembourg (Orléanais).	48,1	0,822	0,744	0,048	0,028	3,41
			0,792			
Navette d'hiver (Indre-et-Loire).	44,7	0,877	0,831	0,038	0,008	0,901
			0,869			
Cameline (Loir-et-Cher).	35,0	0,9316	0,840	0,016	0,075	8,05
			0,856			
Moutarde noire (Italie).	35,1	1,479	1,384	0,053	0,042	2,8
			1,437			

L'examen des données numériques ci-dessus, donne lieu aux remarques suivantes :

([2]) *Bull. Soc. Chim. France*, 5e série, 5, 1938, p. 1223.

Graines de Colza. — Une différence très marquée existe entre les deux variétés examinées. Alors que, pour les graines de Colza ordinaire de Vendée, dont la teneur en soufre total est élevée, la perte sous forme d'essence très volatile à odeur de Chou est grande (près de 12 %), au contraire pour les graines de Colza Mecklembourg de l'Orléanais, dont la teneur en soufre total est moindre, nous n'avons constaté, toutes conditions restant les mêmes, qu'une perte de soufre très faible. Ajoutons que l'huile fixe retirée de cette variété de graines ne possédait pas l'odeur désagréable de Chou; comme la teneur en huile est très élevée (48 %), on arrive à cette conclusion que cette variété est une variété de choix dont il conviendrait de propager la culture.

Graines de Navette. — Il est bien connu que l'huile de Navette ne possède que très faiblement le goût et l'odeur désagréables de l'huile de Colza. Nos populations de l'Est (Bourgogne, Franche-Comté) et du Plateau Central, la consomment volontiers telle qu'elle s'écoule des presses, sans raffinage préalable. Nos expériences montrent qu'elle ne contient que fort peu d'essence sulfurée directement soluble.

Graine de Cameline. — L'huile qu'on en retire a la réputation méritée d'avoir une odeur repoussante qui la rend inconsommable. Nous avons constaté qu'elle contient une essence sulfurée très volatile passant directement en solution dans l'éther et nous pouvons affirmer que des mercaptans de bas poids moléculaires existent dans cette essence.

Graine de Moutarde noire. — Cette graine ne paraît contenir que très peu d'essence à odeur de Chou, si elle en contient. Sa teneur élevée en soufre total est liée surtout à sa richesse en *sinigroside*, glucoside dont le dédoublement fermentaire fournit de l'allylsénevol et du sulfate acide de potassium.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *La* corynanthéidine, *nouvel alcaloïde cristallisé isolé des écorces de* Pseudocinchona africana *Aug. Chev.* Note de MM. **Maurice-Marie Janot** et **Robert Goutarel**, présentée par M. Paul Lebeau.

On a retiré jusqu'ici des écorces de *Pseudocinchona africana* Aug. Chev., Rubiacée de la Côte d'Ivoire, la corynanthine [Em. Perrot (¹), E. Fourneau (²)], la corynanthéine cristallisée [M.-M. Janot et R. Goutarel (³)] et un mélange d'alcaloïdes amorphes dont nous poursuivons l'étude depuis plusieurs années; c'est de ce mélange que nous venons d'isoler un nouvel alcaloïde cristallisé que nous proposons de nommer *corynanthéidine*.

(1) *Comptes rendus*, **148**, 1909, pp. 1465-1467.
(2) *Comptes rendus*, **148**, 1909, pp. 1770-1772.
(3) *Comptes rendus*, **206**, 1938, pp. 1183-1185; *Bull. Soc. Chim*, 5e série, **8**, 1941, pp. 625-627.

La *corynanthéidine* cristallisée répond à la formule $C^{22}H^{28}O^{3}N^{2}$, $CH^{3}-CO-CH^{3}$, c'est-à-dire qu'elle retient une molécule d'acétone, seul solvant duquel il a été possible de l'obtenir cristallisée.

Analyse. — Trouvé, C % 70,32; 70,27; 70,76; 71,56; 71,40. H % 8,35; 8,26; 8,14; 8,26; 8,03. N % 6,58; 6,37; 6,60. $CH^{3}-CO-CH^{3}$ % 13,62.

Calculé pour $C^{22}H^{28}O^{3}N^{2}$, $CH^{3}-CO-CH^{3}$, C % 70,39. H % 8,03. N % 6,56. $CH^{3}-CO-CH^{3}$ % 13,61.

Analyse du produit desséché à poids constant. — Trouvé, C % 71,38; 71,11. H % 7,96; 7,90. N % 7,51; 7,48.

Calculé pour $C^{22}H^{28}O^{3}N^{2}$, C % 71,69. H % 7,66. N % 7,60.

L'analyse montre que la *corynanthéidine* répond à la même formule brute que la corynanthéine cristallisée; comme elle, d'ailleurs, elle renferme deux groupements OCH^{3} (trouvé 1,98-2,02).

Préparation. — Au cours de l'extraction, on sépare d'abord la *corynanthine* par cristallisation de la solution benzénique. Ce solvant étant éliminé, le résidu sirupeux noirâtre est repris par l'eau acidulée par l'acide formique (2 %) au bain-marie jusqu'à cessation de précipité par alcalinisation. Les solutions acides sont déplacées par l'ammoniaque et ce précipité obtenu, formant les *bases primitives*, est dissous dans l'alcool éthylique. On ajoute alors de l'acide tartrique droit en quantité calculée, le *d-tartrate de corynanthéine cristallisée précipite*; *il est séparé.*

Les eaux-mères tartriques concentrées sont déplacées par l'ammoniaque, on obtient les *bases secondaires* amorphes. Celles-ci sont dissoutes dans l'alcool éthylique à l'ébullition. Après filtration à chaud, on ajoute de l'acide picrique. Très rapidement, le *picrate de corynanthéidine* s'insolubilise. On le recueille, puis on le décompose en suspension méthylique par la potasse N en solution méthylique. On filtre pour éliminer le picrate de potassium. Les solutions méthyliques, après dilution, sont épuisées par l'éther. Les solutions éthérées, lavées, partiellement décolorées, sont agitées avec de l'eau acidulée par l'acide formique et enfin la fraction acide est déplacée par l'ammoniaque. La *corynanthéidine* précipite. Après dessiccation à l'obscurité, à une température de 45°, la corynanthéidine cristallisée est obtenue de l'acétone.

Propriétés physiques. — Cristaux prismatiques, incolores, fusibles à 117° (bloc Maquenne), $[\alpha]_D^{15} - 142°$ (méthanol, 1 %).

La molécule d'acétone peut être éliminée dans le vide à 78° et le produit obtenu possède alors un pouvoir rotatoire de $[\alpha]_D^{15} - 165°$ (méthanol, 1 %). La corynanthéidine est très soluble dans les alcools méthylique et éthylique, l'éther, le chloroforme, le benzène, la pyridine, l'acide acétique; soluble dans l'acétone, insoluble dans l'eau et l'éther de pétrole.

Chlorhydrate, $C^{22}H^{28}O^{3}N^{2}$, ClH, $2OH^{2}$. — Il cristallise dans l'eau faiblement chlorhydrique en aiguilles prismatiques incolores, fusibles à 213°; $[\alpha]_D^{15} - 128°$ (méthanol, 1 %), soluble dans le chloroforme, duquel il cristallise en fines aiguilles feutrées, sa solution aqueuse précipite par l'acide sulfurique (ces deux derniers caractères sont communs avec le chlorhydrate de corynanthéine), soluble dans l'acétone (ce qui le distingue du chlorhydrate de corynanthéine), plus soluble dans l'eau que le chlorhydrate de corynanthéine cristallisée.

Picrate, $C^{22}H^{28}O^{3}N^{2}$, $C^{6}H^{2}(NO^{2})^{3}OH$. — Il cristallise, en fines aiguilles jaunes orangées, de l'alcool méthylique, dans lequel il est insoluble, même à l'ébullition (il en est de même pour l'éthanol), soluble dans l'acétone, F 252°, $[\alpha]_D^{15} - 152°$ (acétone, 1 %).

Styphnate, $C^{22}H^{28}O^{3}N^{2}$, $C^{6}H(NO^{2})^{3}(OH)^{2}$. — Aiguilles orangées fusibles à 246°, $[\alpha]_D^{15}$ — 138° (acétone 1 %), solubles dans l'acétone, insolubles dans l'alcool.

Le tableau suivant résume les propriétés les plus caractéristiques des trois alcaloïdes (sans mentionner les chlorhydrates et sulfates).

	Méthanol, solution %.	Acides			
		l-tartrique(*). 1,5.	*d*-tartrique. 1,5.	picrique. 2,3.	styphnique. 2,5.
Corynanthine $C^{21}H^{26}O^{3}N^{2}$ $[\alpha]_D$ — 125° (alcool absolu) F 242°	3,5	précipité cristallisé	o	o	cristaux après plusieurs jours, solubles à chaud
Corynanthéine (**) cristallisée dans l'alcool absolu, $C^{22}H^{28}O^{3}N^{2}$ $[\alpha]_D$ + 30° (méthanol) F 170-171°	3,6	o	cristaux de suite, insolubles à chaud	cristaux après plusieurs jours, solubles à chaud	o
Corynanthéidine $C^{22}H^{28}O^{3}N^{2}$, CH^{3}-CO-CH^{3} $[\alpha]_D$ — 142° (méthanol) F 117°	4,3	o	o	cristaux de suite, insolubles à chaud	cristaux de suite insolubles à chaud

(*) Toutes les solutions sont faites dans le méthanol et l'on opère sur 1^{cm^3} de chaque solution.
(**) La base cristallisée dans l'alcool dilué à $[\alpha]_D$ + 28°,8, F 115°.

Conclusions. — Du mélange des alcaloïdes *amorphes*, extrait des écorces de *Pseudocinchona africana* Aug. Chev., en plus de la *corynanthéine cristallisée*, un deuxième alcaloïde a été retiré, la *corynanthéidine*, F 117°, $[\alpha]_D^{15}$ — 142° (méthanol, 1 %), qui cristallise avec une molécule d'acétone. Elle a pour formule $C^{22}H^{28}O^{3}N^{2}$, CH^{3}—CO—CH^{3} et se présente comme un isomère de la corynanthéine cristallisée, comme le montrent la superposition de leur spectre d'absorption dans l'ultraviolet ([4]) et l'identité de leur formule brute.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *La pourriture visqueuse de la Betterave gelée; présence d'une fructosane.* Note ([1]) de M. **Henri Belval**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Toute betterave tuée par le froid est lors du dégel le siège d'importantes modifications : elle brunit, laisse exsuder, surtout aux endroits blessés, des gouttelettes de liquide hyalin, épais, filant, est envahie par toutes sortes de microorganismes et ne forme bientôt plus qu'une masse visqueuse et collante.

([4]) R. Goutarel et A. Berton, *Comptes rendus*, **217**, 1943, pp. 71-72.

([1]) Séance du 15 mai 1944.

C'est la pourriture visqueuse, dite encore fermentation visqueuse ou mucilagineuse.

En 1929, Colin et Simonet ([2]) en étudiaient une première forme et retiraient des souches ainsi pourries un glucide, produit aux dépens du saccharose sous l'action d'un *Coccus*, la dextrane. C'est ce glucide, de pouvoir rotatoire égal à $+200°$, très difficilement hydrolysable par les acides dilués bouillants, résistant à toutes les diastases connues, qu'ils rendaient responsable de la viscosité des jus. C'est cette même dextrane qui apparaît sur les Cannes à sucre parasitées par le Pou blanc, *Pseudococcus sacchari* ([3]), et qui, à un plus haut degré de condensation, forme les zooglées du *Leuconostoc mezenteroides* ou frai de Grenouille ([4]).

Outre cette forme de fermentation visqueuse à évolution dextrogyre, il en est une autre à évolution lévogyre : il arrive en effet que les gouttelettes hyalines, qui exsudent des racines gelées, ne renferment pas trace de dextrane, mais se montrent par contre abondamment pourvues en glucide lévogyre.

Dix jours après le coup de froid, ces gouttelettes présentent, pour 100^g, la composition suivante, moyenne de plusieurs analyses : eau 67,8; cendres 0,5; sucres 31,6. Ceux-ci comprennent des sucres réducteurs 10,8; du saccharose 1,9; et un glucide hydrolysable, non tributaire de la sucrase 18,9. Ces proportions sont d'ailleurs très variables, la teneur en sucres réducteurs croissant de jour en jour aux dépens des autres constituants. Mais il n'est pas douteux que le glucide hydrolysable soit *lévogyre* : lui présent, les rotations sont voisines de zéro, voire négatives; est-il éliminé du milieu, elles deviennent nettement positives et les pouvoirs rotatoires se relèvent jusqu'à $+30°$ environ.

On arrive à la même conclusion si, au lieu des gouttelettes, on traite le jus visqueux obtenu par pression de la pulpe râpée. On peut également épuiser cette pulpe par l'alcool fort : on dissout de la sorte le mélange de sucres réducteurs et de saccharose dont le pouvoir rotatoire est compris entre $+30°$ et $+40°$ selon les échantillons; le résidu repris par l'eau froide, pour ne pas entraîner de matières pectiques, abandonne alors la substance visqueuse lévogyre. D'un lot de trois Betteraves partiellement déshydratées on a extrait, par ce procédé, $61^g,25$ de sucres réducteurs, $21^g,75$ de saccharose et 32^g de glucide lévogyre.

Préparé à l'état de pureté, en passant par le complexe barytique insoluble, il se présente sous l'aspect d'une poudre blanche, peu hygroscopique, insoluble ou presque dans l'alcool fort, facilement soluble dans l'eau en donnant des liqueurs qui sont loin de se montrer aussi opalescentes et visqueuses que les

---

([2]) *Comptes rendus*, **188**, 1929, p. 943; *Bull. Chim. Suc. Dist.*, **46**, 1929, p. 505.
([3]) Colin et Belval, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1010.
([4]) Colin et Belval, *ibid.*, **210**, 1940, p. 517.

jus primitifs de même concentration; preuve que le traitement barytique n'est pas sans altérer quelque peu le produit, sans doute par dépolymérisation; la chimie des sucres fourmille de cas analogues.

Le pouvoir rotatoire est voisin de — 46°. Contrairement à la dextrane, le glucide en question est aussi facilement hydrolysé que le saccharose par les acides dilués; il se transforme alors en fructose exclusivement, le pouvoir rotatoire des produits d'hydrolyse étant égal à — 89° à 15°. La sucrase est sans action, mais non les autolysats de levure, ni les poudres mycéliennes de diverses moisissures, *Sterigmatocystis nigra* par exemple, ce qui explique l'évolution que subit avec le temps le mélange glucidique.

De toute évidence le produit retiré des Betteraves gelées est une fructosane, analogue à l'inuline des Composées, à la graminine, à la triticine etc., des Graminées.

On est donc en présence d'un type particulier de fermentation visqueuse dont l'agent responsable, non encore isolé, ne saurait être identique à celui qui provoque la formation de dextrane.

C'est cette substance *lévogyre* et *insensible à l'action de la sucrase* que Saillard (4) avait entrevue dès 1915 et que Votocek (5) en 1921 désignait déjà, sans toutefois l'avoir isolée, sous le nom de *fructosane* ou *lévulane*. C'est elle que recherchaient Colin et Simonet quant ils trouvèrent la dextrane.

Cette forme de pourriture affecte aussi bien le Topinambour, réputé pourtant pour sa résistance au froid : après une nuit à —10°, des tubercules complètement évolués, donc à jus présentant une rotation positive, ne tardent pas à devenir visqueux tandis que le jus se révèle fortement lévogyre. Bien entendu le froid n'est pour rien dans ces modifications des glucides; il ne fait que tuer les tissus et favoriser, par les multiples blessures qu'il occasionne, l'invasion des microorganismes responsables. Quels sont-ils? Est-ce la même fructosane qui est élaborée partout et toujours? Des recherches en cours permettront sans doute de répondre à ces questions.

Il va de soi que les Betteraves ainsi avariées, fortement enrichies en sucre réducteur et très appauvries en saccharose, sont inutilisables en sucrerie. Mais la distillerie, vu la facile hydrolyse de la fructosane, peut encore en tirer parti, ce qui n'est pas le cas pour les betteraves où apparaît la dextrane.

---

(4) *Comptes rendus*, **160**, 1915, p. 360.
(5) *Bull. Soc. Chim.*, **29**, 1921, p. 409.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude des antipodes optiques de la valine, comme source d'azote pour diverses bactéries.* Note de M. JACQUES NICOLLE, présentée par M. Maurice de Broglie.

J'ai étudié la croissance de diverses bactéries dans un milieu synthétique ([1]) (que je nommerai milieu S), où le sulfate d'ammoniaque a été remplacé alternativement par la valine droite et la valine gauche.

Les mesures ont porté sur des concentrations en valine variant de 6.10^{-4} à 6.10^{-3} g/cm³ dans des tubes qui renfermaient 5^{cm^3} de milieu. Le pH était de 7,6. L'ensemencement était effectué avec des bactéries cultivées sur gélose (culture d'environ 20 heures). La température de l'étuve était de 37°C. Quatorze cultures différentes ont été utilisées, comme il est indiqué au tableau qui résume les expériences.

N°	Bactérie	T_1	T_2	V_d	V_g	$D(V_d-O)$	$V_{g\max}$
1.	B. pyocyanique	—	—	+++	++	138	152
2.	B. Friedländer	—	—	+++	++	176	144
3.	B. *Proteus vulg.* X 19	—	—	+++	++	132	96
4.	B. *coli*	—	—	+++	++	150	24
5.	B. Gärtner	—	—	+++	+	228	120
6.	B. Morgan II	—	—	+++	+	216	108
7.	B. para-B	—	—	+++	+	192	24
8.	B. Eberth	—	—	+++	+	96	24
9.	B. *Typhi-murium*	—	—	+++	+	120	24
10.	B. Flexner	—	—	+++	+	168	120
11.	B. *subtilis*	—	—	+++	+	156	120
12.	B. Shiga	—	—	+++	—	(216)	0 ([2])
13.	B. para-A	—	—	—	—	0	0
14.	B. Morgan I	—	—	—	—	0	0

T_1, témoin milieu S sans source d'azote;
T_2, témoin milieu S sans source d'azote mais avec glucose à la concentration de 6.10^{-3} g/cm³;
V_d, milieu S avec valine droite comme source d'azote et glucose comme T_2;
V_g, milieu S avec valine gauche comme source d'azote et glucose comme T_2;
$D(V_d - O)$ indique en heures la différence entre le temps de croissance complet sur milieu V_d et sur milieu ordinaire (c'est-à-dire avec sulfate d'ammoniaque comme source d'azote). Le chiffre représente la moyenne de très nombreuses expériences;
$V_{g\max}$ indique en heures le passage par le maximum de croissance pour la valine gauche : le chiffre représente la moyenne de très nombreuses expériences;
— indique qu'il n'y a eu aucune croissance;

([1]) A. LWOFF, F. NITTI et Mme TRÉFOUËL, *Annales de l'Institut Pasteur de Paris*, 1941, **67**, p. 177; J. NICOLLE, *Comptes rendus*, 1944, **218**, p. 482.

([2]) Le chiffre indiqué est celui de la croissance totale depuis l'ensemencement, le B. Shiga n'ayant jamais poussé sur le milieu ordinaire.

+ indique un commencement de croissance;
++ indiquent une croissance de moitié;
+++ indiquent une croissance complète équivalente à celle que l'on observe sur les témoins en milieu ordinaire.

Sur les 14 cultures employées :

1° Aucune ne s'est développée dans le milieu synthétique avec ou sans glucose, mais privé d'azote.

2° 11 bactéries ont atteint leur développement complet en utilisant la *valine droite* comme source d'azote au milieu du sulfate d'ammoniaque.

3° 10 ont pu utiliser la *valine gauche* (dont le B. pyocyanique et le B. Friedländer presque complètement) à des degrés divers, mais sans pouvoir atteindre leur complet développement.

4° 3 n'ont pu utiliser *ni l'antipode droit ni l'antipode gauche.*

5° La croissance sur la valine droite a toujours été, pour une même bactérie, beaucoup plus lente que sur le milieu ordinaire. J'ai cherché si le fait d'avoir remplacé le sulfate d'ammoniaque par la valine avait pu ralentir la croissance des cultures par suite de la disparition du soufre, mais, ayant compensé cette perte par l'addition de quantités équivalentes de sulfate neutre de potassium, je n'ai observé aucune différence à ce sujet.

6° La croissance sur la valine gauche a toujours été, pour une même bactérie et à un même instant, inférieure au développement sur la valine droite.

7° Les concentrations les plus favorables se trouvaient dans l'intervalle $2,4.10^{-3}$ g/cm^3 à 6.10^{-3} g/cm^3.

8° Le B. pyocyanique semble pouvoir utiliser les deux antipodes optiques de la valine à la fois comme source d'azote et de *carbone*, surtout pour ce qui concerne la valine droite.

9° L'addition de valine droite ou de valine gauche dans un milieu ordinaire complet n'a produit aucun effet.

Nous voyons donc que certaines bactéries peuvent utiliser (presque complètement ou seulement en partie) les deux antipodes optiques de la valine comme source d'azote, *mais avec des vitesses différentes.*

Il est à noter que l'antipode droit, qui est le plus favorable, est celui qui se trouve dans la nature à l'état libre ([3]).

([3]) V. GRIGNARD, G. DUPONT, R. LOCQUIN, *Traité de Chimie organique*, Paris, 1941 (Article de A. Morel), 13, p. 143.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Métabolisme de l'acide caproique chez le* Penicillium glaucum. Note de M. **Pierre Heitzmann**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

On sait, depuis Stärkle ([1]), que le *Penicillium glaucum,* moisissure banale, est capable de former des méthylcétones à partir des acides gras à nombre d'atomes de carbone inférieur à 14.

Du point de vue quantitatif, ce phénomène a été étudié par Acklin ([2]) et dernièrement par Thaler et ses collaborateurs ([3]). Néanmoins ces auteurs se sont limités à déterminer les quantités de cétones formées en utilisant un mycélium proliférant.

Acklin obtient des rendements en méthylpropylcétones faibles avec l'acide caproïque et plus élevé avec la tricaproïne. Cette différence est vraisemblablement due à ce que le tricaproïde n'est hydrolysé et par conséquent métabolisé que par un mycélium qui ne prolifère plus ou peu.

Thaler recherche les stades intermédiaires de cette oxydation : acide β-hydroxy, acide 2.3-éthylénique.

Nous avons pensé qu'il serait bon, en vue d'étudier le mécanisme, d'opérer avec un mycélium non proliférant, afin de simplifier le problème en éliminant le métabolisme de l'azote. Nous nous sommes attaché à mettre au point une technique et à produire le maximum de méthylpropylcétone avec le minimum de mycélium pour diminuer l'importance relative des phénomènes secondaires. Nous déterminons simultanément la méthylcétone formée et l'acide disparu.

Nos études ont débuté avec l'acide caproïque, qui est transformé en méthylpropylcétone. Celle-ci est assez soluble dans l'eau (5,64 % à 20°) et facilement dosable avec exactitude. Mais il faut remarquer qu'une concentration trop forte en acide ou en cétone est toxique pour le mycélium. D'après nos essais à pH 7, une concentration de 0,3 % en acide caproïque sous forme de caproate ralentit nettement la culture et une concentration de 1,3 % l'inhibe. Pour la méthylpropylcétone, une concentration de 0,6 % ralentit la culture et une concentration de 1 % l'inhibe.

Pour doser la méthylpropylcétone, nous formons un précipité avec la 2.4-dinitrophénylhydrazine en tenant compte des pertes par évaporation déterminées empiriquement.

L'acide caproïque, qui est entraînable par la vapeur d'eau, est titré suivant la méthode de Duclaux.

Dans une fiole d'Erlenmeyer de 1^{l} fermée avec un bouchon de liège, nous

---

([1]) *Biochem. Z.*, **151**, 1924, p. 371.

([2]) *Ibid.,* **204**, 1929, p. 253.

([3]) Thaler et Geist, *Biochem. Z.*, **302**, 1939, pp. 121 et 369; Thaler et Eisenlohr, *ibid.*, **308**, 1941, p. 188.

mettons 200$^{cm^3}$ de tampon de phosphate M/15 à pH 7 contenant du caproate de potassium (400^{mg} acide caproïque). A la surface du liquide nous déposons un morceau de mycélium lavé et épongé (100^{mg} sec) provenant d'une culture de 48 heures sur eau de touraillons glucosée. Le tout est placé à l'étuve à 20-22°, durée d'incubation 7 jours.

Acide caproïque disparu	231^{mg}
Méthylpropylcétone formée	79^{mg}
Rendement	46 %

Il ne se forme pas d'autres acides volatils comme l'acide butyrique et l'acide acétique.

Cette expérience, répétée plusieurs fois avec de légères variantes, ne nous a jamais permis d'obtenir des rendements supérieurs à 50 %.

Dans ces conditions, le mycélium est capable de produire de la méthylpropylcétone après 10 jours d'incubation, il peut en former jusqu'à trois fois son poids sec, et il ne transforme pas cette cétone en d'autres composés.

Ces premiers résultats nous montrent donc que l'oxydation de l'acide caproïque en acide β-cétonique et en méthylpropylcétone doit être couplée avec la transformation d'une autre partie de l'acide caproïque.

La séance est levée à 16^h.

A.Lx.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 31 MAI 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

GÉOGRAPHIE BOTANIQUE. — *Plantes adventices apparues à Paris et aux environs pendant les périodes de guerre.* Note de M. **AUGUSTE CHEVALIER.**

Depuis longtemps les botanistes ont remarqué que certaines plantes, qui vivent habituellement au voisinage de l'homme, principalement aux abords des villes, pouvaient être transportées par l'homme à de grandes distances pendant les périodes de guerre. Elles apparaissent brusquement en des lieux (emplacements de campements, pourtours de villes assiégées, décombres des ruines, terrassements des travaux défensifs) où elles n'existaient pas auparavant. Elles peuvent persister plusieurs années, parfois même se naturaliser et se répandre, créant ainsi de nouveaux foyers d'habitat dans l'aire de l'espèce. Beaucoup de plantes rudérales cosmopolites ont pu se répandre ainsi aux grandes périodes de migrations des races humaines. Ce transport de graines qui s'ensemencent est naturellement involontaire. Les graines sont attachées aux chaussures et aux vêtements des hommes, au harnachement des chevaux; elles peuvent être mêlées au matériel de guerre et aux fourrages. Si ces graines tombent sur le sol en des lieux où il est apte à les recevoir (places libres et terres remuées encore exemptes de végétation), elles germeront et donneront des plantes qui graineront et assureront la multiplication. Il s'en fait ainsi une dissémination rapide, car ces plantes sont autofécondes et la plupart sont probablement parthénocarpiques.

A. de Candolle rapporte (*Géographie botanique raisonnée*, 1855, p. 639), que le *Bunias orientalis* L. fut apporté par les Russes aux environs de Paris lors de l'invasion de 1814. Cette plante, originaire de la Russie (jusqu'à la Lithuanie), s'est maintenue au Bois de Boulogne jusqu'à nos jours.

Dans une Note sur la Flore adventice de Paris publiée en 1940 (1), j'ai indiqué qu'à la suite du siège de Paris en 1870-1871, 268 plantes adventices, pour la plupart étrangères à la région parisienne, s'installèrent près des

(1) *Comptes rendus*, **211**, 1940, pp. 453-457.

bastions des fortifications. La plupart avaient été apportées par des fourrages venus de la région méditerranéenne ou avec des Avoines d'Odessa. On a donné le nom de florule obsidionale à cette végétation adventice résultant de la guerre. La plupart de ces plantes disparurent au bout de quelques années. Deux seulement ont persisté dans les lieux vagues et sur les décombres de la capitale : *Sisymbrium pannonicum* Jacq. et *Reseda alba* L.

A la suite de la guerre 1914-1918 diverses plantes adventices sont apparues aussi dans l'Est, le Nord, le Nord-Ouest, les environs de Paris etc., principalement près des camps anglais ou américains. Des listes de ces plantes ont été dressées naguère par Jovet, M. Debray et Pierre Senay [2] etc.

La guerre que nous subissons actuellement apportera aussi quelques changements dans la végétation de notre pays. Des stations de plantes rares seront sans doute détruites par les terrassements et les travaux militaires du bord de la mer bouleversant certains sites, par l'exploitation et l'anéantissement de certaines tourbières où vivaient encore quelques représentants de la flore glaciaire. Quant aux apports d'espèces adventices, ils semblent jusqu'à présent très peu nombreux. Nous avons constaté tout récemment la présence, sur le terrain de manœuvres de Vincennes, de deux plantes adventices qui n'y existaient certainement pas en 1940 et qui sont venues sans doute d'Allemagne. Ce sont deux Crucifères. La première est le *Sisymbrium Lœselii* L. = *S. austriacum* Liehl. C'est une plante de Russie, des Balkans, du Sud de l'Asie, naturalisée depuis longtemps en Allemagne et en Autriche et vivant en adventice autour de quelques villes. Elle était apparue déjà en 1871 aux environs de Paris, mais avait disparu. On en trouve actuellement quelques plants çà et là à travers le champ de manœuvres de Vincennes, là où des terrassements ont été faits.

La deuxième est *Lepidium densiflorum* Schrad. = *L. apetalum* Ascherson et auct. germ. non Willd. C'est une plante de l'Ouest des États-Unis (États de Washington, Oregon, Idaho, Montana, Colorado, New Mexico etc.). Elle a gagné ensuite le centre et l'Est de l'Amérique du Nord par le ballast des voies ferrées, puis est arrivée au Canada dans la province de Québec. Elle a été introduite depuis plus d'un siècle en Allemagne (soit par les jardins botaniques, soit par les marchandises importées d'Amérique). D'abord très rare, elle a commencé à se répandre à partir de 1885 sur le ballast aux environs des principales villes : Berlin, Posen, Stettin, Hambourg, Dresde, Halle, Breslau etc. Elle est aujourd'hui assez commune sur le terrain de Vincennes, sur les scories et poussiers de coke qui nivellent par places le terrain. La forme que l'on y rencontre est *L. neglectum* Thellung, qui semble peu distincte du type.

---

(2) *Plantes naturalisées dans la Seine-Inférieure* (*Bull. Soc. linn. Seine-Maritime*, décembre 1923).

A la vérité le *L. densiflorum* n'est pas nouveau en France; nous en avons observé un spécimen dans l'Herbier du Muséum, récolté à Villeneuve-le-Roi par Jeanpert le 12 juin 1914, donc avant la grande guerre, et c'est sans doute la même plante que le même botaniste dans son *Vade-mecum* indique à Chantilly sous le nom de *L. apetalum* Willd.

Enfin Pierre Senay constate, peu de temps après la guerre 1914-1918, que *L. densiflorum* était assez répandu aux environs du Havre et de Harfleur, principalement près de l'emplacement des camps anglais. La plante avait persisté jusqu'à ces dernières années. D'après Senay et Debray le *L. densiflorum* a été introduit en Angleterre vers 1898; il s'était déjà répandu avant 1914 autour de certaines villes de Grande-Bretagne et ce sont les soldats anglais qui l'ont apporté avec leur matériel dans la Seine-Inférieure littorale, où il s'est maintenu.

Mais en général les plantes qui s'introduisent dans un pays, à la suite de guerres, n'y persistent pas. Ce sont, suivant la nomenclature de Thellung, des éphémérophytes ou vagabondes, qui s'éteignent après s'être reproduites quelques années de suite sur les emplacements où elles étaient apparues.

CHIMIOTHÉRAPIE. — *Les réactions respiratoires dans le botulisme aigu expérimental.* Note de MM. **Léon Binet, René Legroux, J.-C. Levaditi** et Mlle **M. Poutonnet.**

La fréquence et la gravité des accidents provoqués par l'ingestion d'aliments de conserve altérés nous ont amenés à préciser certains points de l'étude expérimentale que l'un de nous poursuit depuis plusieurs années avec Mme C. Jéramec.

Nous signalons aujourd'hui, à cause de leur portée pratique en thérapie humaine, les résultats de l'étude des réactions respiratoires que l'animal intoxiqué présente avant sa mort. Nos expériences ont été pratiquées sur des Lapins adultes soumis à une intoxication massive qui entraîne leur mort 2 heures après l'inoculation. A la suite de cette injection toxique l'animal présente, après 1 heure 30 minutes environ, de l'incoordination des mouvements du train postérieur, puis de la faiblesse des muscles de la ceinture scapulaire et de la nuque qui aboutit à la chute de la tête sur le plancher; de la salive s'écoule du museau; parallèlement l'amplitude et le rythme respiratoires diminuent et la mort survient 25 à 35 minutes après l'apparition des premiers signes. A l'ouverture du cadavre l'oreillette bat encore, et, dès la libération de l'enveloppe péricardique, les contractions ventriculaires reprennent pour durer parfois plusieurs heures jusqu'à la dessiccation de l'organe.

Nous nous sommes attachés à l'enregistrement du rythme respiratoire, abdominal et thoracique, des variations du courant intratrachéal et de la tension artérielle chez les animaux intoxiqués.

Une heure après l'injection et dans les instants qui suivent, tandis que la tension artérielle reste normale, ou voisine de la normale, la respiration est fortement troublée : le rythme diminue et l'amplitude décroît considérablement, le débit respiratoire s'effondre, et vers la deuxième heure, en moins de deux minutes, on voit s'inscrire la chute verticale de la tension artérielle, qui traduit sur nos tracés la mort de l'animal.

Ces observations préliminaires nous ont conduits à soumettre le Lapin intoxiqué à une inhalation précoce et permanente d'oxygène pur. Pour cela, grâce à une canule munie de la soupape de Tissot, la trachée est mise en communication directe avec un spiromètre-réservoir rempli de O^2 pur. L'inhalation d'oxygène commence 30 à 45 minutes après l'inoculation de la toxine et est continuée jusqu'à l'arrêt de l'expérience. Vers la deuxième heure après l'inoculation, alors que les Lapins témoins sont morts, on assiste au tableau saisissant d'un animal en apnée et qui continue à vivre grâce à l'oxygénation : le débit respiratoire n'est plus mesurable, mais les contractions cardiaques sont régulières, la tension artérielle est bonne, voisine de 10^{cm} de Hg. L'animal soumis à l'oxygénothérapie vit 4 heures et au delà après l'inoculation; l'expérience montre que l'oxygène commande cette survie, car il suffit de remplacer l'oxygène par l'air pour amener la mort en quelques instants.

La survie en état d'apnée dans une atmosphère d'oxygène pur peut être interrompue par une défaillance circulatoire, dans le cas d'une dose considérable de toxine injectée ou d'inhalation d'oxygène tardivement instaurée; le cœur s'arrête, le style inscripteur de la tension s'abaisse brusquement et reste immobile. On conçoit la gravité d'un tel état; nous avons pu cependant y pallier expérimentalement. Nous pratiquons, au moment de la chute de tension, une respiration artificielle par petites insufflations intratrachéales obtenues par des pressions courtes et rapprochées sur le spiromètre à O^2 : en quelques instants on observe la reprise des contractions cardiaques, la tension artérielle monte et l'on assiste à une survie, toujours en état d'apnée, avec une tension voisine de la normale [1].

Ainsi l'intoxication botulique, qui tue par arrêt respiratoire, peut être singulièrement prolongée par inhalation de O^2 pur complétée par la respiration artificielle. Nous souhaitons que les médecins, aujourd'hui armés en matière d'oxygénothérapie et de respiration artificielle (poumon d'acier), méditent ces faits expérimentaux.

---

(1) Nous avons pu, en l'espace de deux heures, renouveler cette ranimation cinq fois.

ÉLASTICITÉ. — *Sur la théorie des fils élastiques*. Note de M. **Jules Haag**.

1. Dans un travail déjà ancien ([1]), j'ai montré comment la méthode du trièdre mobile permet d'établir les formules fondamentales des fils élastiques, en partant de la théorie générale de l'Élasticité. J'ai repris cette méthode, mais sans supposer, comme dans le travail ci-dessus, que la section droite du fil est infiniment petite. Introduisant une homothétie transversale de rapport t, je me suis proposé de calculer la déformation et les efforts intérieurs par des développements en série suivant les puissances de t. Les deux premiers termes redonnent les résultats de mon premier Mémoire. Les coefficients de chacune des puissances suivantes se calculent par un *problème biharmonique* et un *problème de Neumann*. Je n'ai pu démontrer la convergence des séries obtenues; mais elle me paraît probable, si les dimensions transversales sont assez petites vis-à-vis du rayon de courbure du fil.

Les forces de volume et les forces latérales sont arbitrairement choisies, mais les forces sur les bases doivent avoir une répartition déterminée; de sorte qu'il faut admettre le *principe de l'équivalence*, comme dans les problèmes classiques de Saint-Venant.

2. Dans le cas particulier du *fil rectiligne* on retrouve naturellement ces derniers problèmes; mais la solution se présente sous une forme synthétique extrêmement simple.

Soient ε la dilatation de la fibre neutre; p, q, r les rotations du trièdre mobile après déformation, le rôle du temps étant joué par l'arc z de la fibre neutre; u, v, w les composantes du déplacement rapporté audit trièdre; k le coefficient de Poisson; ε_1, p_1, q_1, r_1 des primitives de ε, p, q, r. Posons $\zeta = x + iy$, $\zeta' = x - iy$ et

$$u + iv = k\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial z} - ir_1\zeta, \tag{1}$$

F désignant une fonction analytique de ζ, dépendant de z. On a

$$w = -\varepsilon_1 - p_1 y + q_1 x - \mathcal{R}\left(\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial \zeta}\right) + \mathrm{W}, \tag{2}$$

où $\mathcal{R}$ représente la partie réelle et W une fonction de x, y seulement. Soit F′ la fonction conjuguée de F. On a les deux équations suivantes

$$\frac{\partial^3 \mathrm{F}}{\partial z\, \partial \zeta^2} = k\frac{\partial^3 \mathrm{F}'}{\partial z^3} + q + ip, \qquad \Delta \mathrm{W} = 2\mathcal{R}\left(\frac{\partial^3 \mathrm{F}}{\partial z^2 \partial \zeta}\right). \tag{3}$$

La première est une équation aux variables mêlées, dont la solution générale est obtenue en prenant pour F un polynome du second degré en ζ, dont les

([1]) *Ann. École Norm.*, 3e série, 46, 1929, pp. 105 à 129.

coefficients sont des polynomes du second degré en z; en outre la partie imaginaire de $\partial^2 F/\partial z \partial \zeta$ doit être ir_1/k.

En choisissant arbitrairement les coefficients constants de ce polynome, on obtient facilement u, v, w, p, q, r, ε. En tenant compte de la déformation due à ε, p, q, r, on retrouve les formules classiques de Saint-Venant. Mais ces dernières sont plus compliquées que celles qui donnent les fonctions u, v, w ci-dessus, du fait qu'elles mélangent la déformation de la fibre neutre avec celle de la section droite.

3. On peut résoudre le problème plus général dans lequel le cylindre est soumis à des *forces de volume et latérales dont les composantes sont des polynomes* en z. Les fonctions inconnues sont aussi des polynomes en z, dont les coefficients se déterminent par une succession de *problèmes biharmoniques* et de *problèmes de Neumann*. Ceci s'applique par exemple au cas d'une poutre homogène encastrée (horizontalement, verticalement ou obliquement) *soumise à son poids et à une charge uniformément répartie* dans le sens longitunal. Les formules obtenues diffèrent de celles qu'on admet habituellement en Résistance des matériaux; mais la différence est faible dès qu'on s'éloigne de la base libre.

On peut aussi traiter de la même manière le cas où le cylindre *tourne uniformément autour d'un axe quelconque*.

Ces problèmes peuvent aussi être résolus par la même méthode dans le cas où le cylindre est remplacé par une *torsade*; mais les calculs sont plus compliqués.

Bien entendu, toutes ces solutions ont le caractère commun à tous les problèmes de Saint-Venant, en ce sens qu'elles sont subordonnées au principe de l'équivalence.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'écoulement adiabatique permanent d'un gaz parfait autour d'un dièdre indéfini.* Note M. **Maurice Roy**.

I. Dans le *demi-plan* xOy on considère l'écoulement permanent, non visqueux et adiabatique d'un gaz parfait (à c_p et c_v constants) *autour* d'un dièdre indéfini AOB (AO coïncide avec x négatif, OB est incliné de β sur x positif; $-\pi < \beta < \pi$). A l'infini négatif (ou amont, indice zéro) la vitesse-limite l [$l^2 = V^2 + 2a^2/(\gamma - 1)$; V, vitesse du gaz; a, vitesse du son] est supposée uniforme et le tourbillon ζ nul.

On démontre que l est partout uniforme, et ζ partout nul sauf à l'aval d'une onde de choc non uniforme [1]. Toute solution réversible (sans onde de choc)

[1] A travers une telle onde le saut d'entropie ne serait pas uniforme et les équations (II) d'une Note antérieure (*Comptes rendus*, 209, 1939, p. 187) montrent immédiatement que le tourbillon ζ cesserait d'être nul à l'aval.

et donnée à l'infini amont est symétrique par rapport au bissecteur du dièdre, ou doublée par sa symétrique par rapport à ce plan.

L'obstacle idéal et le gaz parfait ne comportent *aucun repère pouvant fixer l'échelle des longueurs* ([2]). Ou bien à l'infini amont et aval la vitesse est soit nulle, soit infinie (cas de la solution symétrique et à potentiel pour un liquide). Ou bien l'état et le mouvement sont constants sur tout rayon vecteur issu de O. Dans ce cas (*à homothétie centrale*), vitesse et pression sont uniformes, en particulier, sur les faces du dièdre-obstacle; toute onde de choc passe par l'arête du dièdre et est plane et uniforme, ce qui ne trouble ni l'isentropie, ni la nullité du tourbillon de part et d'autre d'une telle onde.

Ces conséquences du choix d'un obstacle *irréalisable* engendrent de véritabes *anomalies*, trop peu remarquées, comme l'impossibilité d'une évolution *continue* des solutions en régimes subsoniques, puis supersoniques.

II. Pour $\mu_0 < 1$ et assez petit, on est tenté de négliger la *compressibilité* du gaz, mais l'écoulement irrotationnel d'un liquide dérive de la fonction $f(z) = Kz^{\pi/(\pi-\beta)}$ (avec $f = \varphi + i\psi$; $z = x + iy$). Selon que β est positif ou négatif, la vitesse est infinie à l'infini et nulle à l'origine, ou inversement. Si faible que soit la compressibilité, l'écart infini des vitesses extrêmes ne permettrait, d'ailleurs, pas de la négliger. Même par approximation (et contrairement à ce qui se passe en général pour des problèmes à échelle des longueurs fixée) le cas du gaz en régime de faible μ_0 ne s'apparente donc pas à celui du liquide.

III. Soit le cas du courant *à homothétie centrale*. Comme il reste *irrotationnel*, même avec ondes de choc (alors planes, uniformes et rayonnant de l'origine), les équations du courant plan se réduisent à

$$(1)\qquad v = \frac{du}{d\theta}; \qquad (v^2 - a^2)\left(u + \frac{d^2u}{d\theta^2}\right) = 0; \qquad u^2 + v^2 + \frac{2a^2}{\gamma - 1} = l_0^2;$$

où u et v désignent les composantes radiale et tangentielle de V, qui ne dépendent que de l'angle polaire θ par rapport à Ox ($\beta \leqq \theta \leqq \pi$).

Les deux solutions possibles résultent de l'*annulation de l'un ou de l'autre facteur* de la seconde équation :

a. La solution $v^2 - a^2 = 0$ ou $v = \pm a$ équivaut à

$$(2)\qquad u = A\cos n\theta + B\sin n\theta; \qquad v = \frac{du}{d\theta} \qquad \left(A, B = \text{const.}; \; n = \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}}\right).$$

Elle n'est valable que dans un secteur limité ($\theta_2 \leqq \theta \leqq \theta_1$; $\beta < \theta_2$, $\theta_1 < \pi$) et se raccorde sur ses rayons frontières à une solution du type *b* ci-après, donc à deux courants uniformes et parallèles aux faces AO et OB. Sur la frontière

([2]) Il n'en serait pas de même si l'on tenait compte d'une viscosité du gaz non nulle, même très petite, car cette grandeur pourrait servir à fixer l'échelle des longueurs pour un gaz donné.

amont Ω_1, on a $V_0 = a_0/\sin\theta_1$, et sur la frontière aval Ω_2, on a $V_2 = a_2/\sin(\theta_2 - \beta)$. La solution n'est donc *possible qu'en régime supersonique* ($\mu_0 = V_0/a_0 > 1$).

Pour μ_0 donné on obtient, pour θ_1, deux valeurs *supplémentaires* l'une de l'autre. Toutes deux ne sont compatibles qu'avec $\beta < 0$ (dièdre supérieur à π). La première ne se concevrait que pour un régime établi par vitesses décroissantes : elle équivaudrait, pour un dièdre aigu d'angle 2β et symétrique par rapport à Ox, à un courant permanent supersonique qui serait perturbé *latéralement en amont de l'arête* O, configuration regardée comme inconcevable.

Écartant ce cas, la solution *a* ne convient que si $\mu_0 > 1$, $\beta < 0$ et $\theta_1 < \pi/2$: dans le secteur compris entre Ω_1 et Ω_2 le gaz se détend et s'accélère, $\mu = V/a$ croissant de μ_0 à $\mu_2 = V_2/a_2$ (solution *réversible*, à entropie partout uniforme).

b. La solution $u + (d^2u/d\theta^2) = 0$ correspond à un courant *uniforme* et n'est possible que si les deux champs $\overline{V_0}$ et $\overline{V_2}$, sont séparés par une onde de choc. Celle-ci ne peut exister que si, pour β donné, le courant est *suffisamment supersonique* ($\mu_0 > M_0$; $M_0 - 1 > 0$ et fini, fonction de β). Si β est < 0, l'inclinaison α_1 de l'onde de choc sur Ox est supérieure à $\pi/2$. Cette onde, couchée vers l'amont, rend inconcevable l'établissement du régime, sans préjudice de son *instabilité* probable.

Avec onde de choc couchée vers l'aval, la solution *b* n'est compatible qu'avec $\beta < 0$. Elle représente la *condensation en onde de choc d'un éventail d'ondes de Mach*, étalé dans le cas *a* précédent (avec $\beta < 0$) entre les frontières Ω_1 et Ω_2. Le courant étant irréversible, la possibilité de couplage de deux solutions symétriques l'une de l'autre disparaît. En outre, pour $\mu_0 > M_0$, des deux solutions théoriquement acceptables on ne retient, selon l'expérience, que *l'onde de choc la plus couchée vers l'aval* : son saut d'entropie est moindre et caractérise, selon un critérium que j'ai proposé ailleurs, sa stabilité meilleure.

Ainsi, *selon le signe de* β, la solution acceptable, avec frontière amont couchée vers l'aval, est soit du type *a*, soit du type *b*. L'une et l'autre ne sont possibles que si $\mu_0 > 1$ (et, pour la seconde, si $\mu_0 > M_0 > 1$) (³). Pour $\mu_0 > 1$ et $\beta < 0$, ou pour $\mu_0 < M_0$ et $\beta > 0$, donc *notamment pour tous les régimes subsoniques*, les équations (1) *ne comportent pas de solution acceptable* : cette anomalie paraît digne de retenir l'attention.

IV. Lorsqu'une onde de choc est très atténuée, elle est *tangente à la réversibilité*. Ceci se présente (pour $\mu_0 > M_0$) *lorsque* β *est positif et petit*. En développant en fonction de β les écarts de pression, de densité etc. entre les courants amont (indice zéro) et aval (indice 2), leur partie principale est aussi

(³) Ces résultats classiques ont été énoncés par L. Prandtl (*Physikal. Zeitschrift*, 8, 1907, p. 23) et par son élève Th. Meyer (*Forschungsheft* 62 *des V. D. Ingenieure*, 1908). L'exposé ci-dessus permet de les déduire rapidement de propositions et formules à la fois générales et simples.

bien valable (4) pour β négatif (et petit en valeur absolue). On obtient ainsi

$$(3) \qquad \frac{\mu_2-\mu_0}{\mu_0} \cong -\frac{[2+(\gamma-1)\mu_0^2]\beta}{2\sqrt{\mu_0^2-1}}.$$

Mais le principe de Carnot-Clausius oblige à *exclure les ondes de dilatation* (à saut d'entropie négatif) et ne permet donc pas d'en retenir le schéma, même sous la forme conventionnelle d'onde dite *de dérangement* (5), pour le cas $\beta < 0$.

Lorsque β est positif et petit, la limite inférieure M_0 des régimes supersoniques avec onde de choc a pour valeur principale

$$M_0 \cong 1 + 0{,}596\,[(\gamma+1)\beta]^{\frac{2}{3}}.$$

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Léon Bertrand. *Les chaînons et hauts plateaux provençaux du sud-ouest des Alpes-Maritimes et des régions avoisinantes des Basses-Alpes et du département du Var* (Extrait des *Mémoires de la Société géologique de France*, Tome XXII, Mémoire 49) (présenté par M. Em. de Margerie).

Louis Dunoyer. *La construction des instruments et la géométrie du corps solide* (Extrait de *Appareils de mesure et de contrôle*, Tome II).

M. **Charles Dufraisse** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de Chimie, par la mort de M. *Auguste Béhal.*

M. **Pierre-P. Grassé** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section d'Anatomie et Zoologie, par la mort de M. *Louis Bouvier.*

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Sur une étude photographique des Perséides.* Note de M. **Georges Guigay**, présentée par M. Ernest Esclangon.

On sait que, d'après Denning, l'averse météorique des Perséides dure près de six semaines, du 11 juillet au 19 août. De 30 années d'observations visuelles,

(4) Un développement très élégant a été donné récemment par M. Tesson (*Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 208).

(5) Cette notion inspirée de Preiswerk a été proposée à cet effet dans la Note ci-dessus citée de M. Tesson.

Denning a déduit jour par jour la position du radiant ([1]). Si l'on passe des coordonnées équatoriales α et δ aux coordonnées écliptiques λ et β, et si $\odot$ est la longitude du soleil, on constate que, pendant toute la durée de l'essaim, $\lambda - \odot$ et β avoisinent respectivement -77° et $+38^\circ$. Nous avons entrepris une nouvelle détermination du déplacement du radiant en utilisant *uniquement* des observations photographiques. Ces dernières ont été tirées de deux catalogues de Harvard College ([2]) et des observations d'Elkin à Yale ([3]). On a ainsi, pour chaque météore, les coordonnées équatoriales des extrémités et l'instant du milieu de la pose. Une étude préliminaire nous a fourni 62 traînées enregistrées entre le 20 juillet et le 19 août, et dont les prolongements passaient à moins de 10° du radiant de Denning.

On s'est inspiré de la méthode appliquée par Arend, Hunaerts et G.-C. Flammarion ([4]) aux Draconides du 9 octobre 1933. Adoptons des coordonnées écliptiques où l'origine des longitudes serait à chaque instant au Soleil. Soient, dans ce système, λ'_1 et β_1 le point d'apparition, λ'_2 et β_2 le point d'extinction, λ' et β le radiant. Les coordonnées rectilignes de ces trois points sont $x_1 y_1 z_1$; $x_2 y_2 z_2$; xyz et celles du pôle de la traînée

$$U = \frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}, \qquad V = \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}, \qquad W = \frac{w}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}},$$

où

$$u = y_1 z_2 - z_1 y_2, \qquad v = z_1 x_2 - x_1 z_2, \qquad w = x_1 y_2 - y_1 x_2.$$

Enfin, si ε désigne la plus courte distance du radiant à la traînée,

$$\sin\varepsilon = Ux + Vy + Wz. \tag{1}$$

Si l'on avait toujours, suivant l'éphéméride de Denning, $\lambda - \odot = -77^\circ$, $\beta = 38^\circ$, on aurait $x = X$, $y = Y$, $z = Z$ (X, Y, Z constants).

Nous considérerons cette éphéméride comme seulement approchée et nous poserons

$$x = X + \xi + \mu t, \qquad y = Y + \eta + \nu t, \qquad z = Z + \zeta + \sigma t,$$

où t est défini comme suit : appelons $\odot$ la longitude du soleil pour 1900,0 lors de l'enregistrement du météore, et $\odot_0$ la longitude du soleil le 10 août 1900 à 0 heure; nous poserons $t = \odot - \odot_0$.

Le radiant théorique ici défini sera affecté par l'attraction zénithale et l'aberration diurne; ses coordonnées pourront s'écrire

$$x = X + \xi + \mu t + b, \qquad y = Y + \eta + \nu t + c, \qquad z = Z + \zeta + \sigma t + d, \tag{2}$$

([1]) *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, 53, 1899, p. 210.

([2]) *Annals of the Astronomical Observatory of Harvard College*, 87, part 3, 1931; 82, part 8, 1937.

([3]) *Astronomical Journal*, 46, 1937, p. 41.

([4]) *Bull. Classe des Sciences Acad. Roy. Belg.*, 20, vi, 1934, p. 538; *L'Astronomie*, 1936, p. 230.

où b, c, d représentent les changements apportés par ces deux effets à xyz, que l'on peut calculer approximativement en adoptant les positions du radiant données par Denning.

Si l'on porte les expressions (2) dans (1), on a

$$(4)\quad \sin\varepsilon = \mathrm{U}\xi + \mathrm{V}\eta + \mathrm{W}\zeta + \mathrm{U}t\mu + \mathrm{V}t\nu + \mathrm{W}t\sigma + \mathrm{UX} + \mathrm{VY} + \mathrm{WZ} + \mathrm{U}b + \mathrm{V}c + \mathrm{W}d.$$

Mais le radiant devant toujours se trouver sur une sphère de rayon unité,

$$(5)\qquad \eta = -\frac{\mathrm{X}\xi + \mathrm{Z}\zeta}{\mathrm{Y}}, \qquad \nu = -\frac{\mathrm{X}\mu + \mathrm{Z}\sigma}{\mathrm{Y}},$$

et, en portant ces valeurs dans l'équation (4),

$$(6)\quad \left(\mathrm{U} - \mathrm{V}\frac{\mathrm{X}}{\mathrm{Y}}\right)\xi + \left(\mathrm{W} - \mathrm{V}\frac{\mathrm{Z}}{\mathrm{Y}}\right)\eta + \left(\mathrm{U} - \mathrm{V}\frac{\mathrm{X}}{\mathrm{Y}}\right)t\mu + \left(\mathrm{W} - \mathrm{V}\frac{\mathrm{Z}}{\mathrm{Y}}\right)t\sigma + \mathrm{UX} + \mathrm{VY} + \mathrm{WZ} + \mathrm{U}b + \mathrm{V}c + \mathrm{W}d = \sin\varepsilon.$$

Chacune des 62 traînées donne une équation de cette forme. En faisant $\varepsilon = 0$ et en résolvant par la méthode des moindres carrés on obtient

$$\xi = -0{,}0057 \pm 0{,}0034; \qquad \zeta = +0{,}0131 \pm 0{,}0027;$$
$$\mu = -0{,}0029 \pm 0{,}0010; \qquad \sigma = -0{,}0010 \pm 0{,}0008.$$

Les valeurs trouvées $\xi = -0{,}0057$, $\zeta = +0{,}0131$, $\mu = -0{,}0029$, $\sigma = -0{,}0010$ fournissent les coordonnées α et δ du radiant pour les diverses valeurs de t. Le tableau ci-dessous les donne ainsi que les coordonnées α_D et δ_D de Denning. Les différences $\alpha - \alpha_D$ et $\delta - \delta_D$ ont un caractère systématique, le déplacement du radiant que nous trouvons diffère un peu de celui de Denning, mais la différence est faible car la distance Δ de notre radiant à celui de Denning n'atteint que 3°,4 et 2°,0 pour $t = -25°$ et $t = +10°$, 25 jours avant et 10 jours après le maximum.

En portant dans (6) les ξ, η, ζ, σ trouvés, on obtient les diverses valeurs de ε. La moyenne quadratique de ε est 1°,44, sa valeur probable 1°,44 × 0,675 = 0°,97. Donc, si l'on considère un grand nombre de Perséides apparues du 20 juillet au 19 août, la moitié d'entre elles, prolongées, *passeront à moins d'un degré de notre radiant*.

t°.	⊙.	α.	δ.	α_D.	δ_D.	$\alpha - \alpha_D$.	$\delta - \delta_D$.	Δ.
−25....	112°.21′	18°.56′	+52°.54′	16°,6	+49°,8	+2°,3	+3°,1	3°,4
−20....	117.21	23.28	+53.59	21,8	+51,6	+1,7	+2,4	2,6
−15....	122.21	28.11	+55. 1	27,3	+53,1	+0,9	+2,0	2,0
−10....	127.21	33. 5	+55.58	33,2	+54,4	+0,1	+1,6	1,6
− 5....	132.21	38.12	+56.51	39,0	+55,8	−0,8	+1,1	1,1
0....	137.21	43.31	+57.42	45,0	+57,0	−1,5	+0,6	1,1
+ 5....	142.21	49. 3	+58.24	51,3	+58,2	−2,2	+0,2	1,2
+10....	147.21	54.49	+59. 0	57,9	+59,3	−3,1	−0,3	2,0

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Principe de superposition du comportement visqueux. Perfectionnement de la théorie de Boltzmann.* Note [1] de M. **Christian B. de Carbon**, présentée par M. Albert Caquot.

Nous avons déjà signalé [2] que, *dans le domaine du comportement visqueux*, le couple $C(t)$ et la torsion $\theta(t)$ d'une éprouvette cylindrique sont liés par l'équation

$$(1) \qquad C(t)=\frac{\pi R^4}{2h}\int_0^\infty G'(\lambda)e^{-\lambda t}\int_0^t e^{\lambda t}.\theta'(t).dt.d\lambda.$$

Soient $C_1(t)$, $C_2(t)$, ... $C_n(t)$ les lois du couple correspondant respectivement aux lois de torsion $\theta_1(t)$, $\theta_2(t)$, ..., $\theta_n(t)$; la forme linéaire de l'équation précédente nous permet d'affirmer que le couple $C(t)$ correspondant à la torsion $\theta_1(t)+\theta_2(t)+\ldots+\theta_n(t)$ n'est autre que la somme $C_1(t)+C_2(t)+\ldots+C_n(t)$. Cette propriété constitue ce qu'on peut appeler en abrégé le *principe de superposition.*

En utilisant cette propriété, il est possible de transformer l'équation (1) et de l'écrire

$$(2) \qquad C(t)=\frac{\pi R^4}{2h}G(\infty)\left[\theta(t)-\int_0^\infty \psi(\tau).\theta(t-\tau).d\tau\right],$$

à condition de poser

$$(3) \qquad \psi(\tau)=\frac{1}{G(\infty)}\int_0^\infty e^{-\lambda\tau}\lambda G'_{(\lambda)}.d\lambda.$$

Or *l'équation* (2) *n'est autre que celle qui sert de base à la théorie émise par Boltzmann* [3] à partir des deux hypothèses suivantes :

1° validité du principe de superposition;

2° la matière se souvient un certain temps des déformations subies, mais ce souvenir s'efface suivant une certaine fonction du temps.

Parmi toutes les théories proposées jusqu'ici pour expliquer la réactivité, celle de Boltzmann est la seule (comme le remarquait M. Bouasse) à donner, dans un certain nombre de cas, une image satisfaisante de la réalité. Toutefois, si la théorie de Boltzmann est une remarquable construction mathématique, elle ne semble pas une théorie physique absolument satisfaisante pour l'esprit. C'est une théorie beaucoup trop *a priori*. On peut se demander d'abord quelle est la raison profonde du principe de superposition lui-même; on peut surtout se demander quels sont les mécanismes qui peuvent expliquer cette propriété complexe qu'est la *mémoire* des états passés que prête Boltzmann à la matière

---

(1) Séance du 15 mai 1944.

(2) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 143.

(3) *Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften*, **70**, 1874, pp. 275-306; voir aussi *Ann. Pogg.*, vol. complém., 7, 1876.

et le pourquoi de leur *oubli progressif* suivant une certaine loi définie par la fonction $\psi(\tau)$.

La théorie que nous avons présentée donne la réponse à toutes ces questions. Elle nous donne aussi la raison pour laquelle, comme le remarque Boltzmann lui-même, sa théorie ne s'applique en général qu'aux petites déformations : *il faut en effet rester dans le domaine du comportement visqueux*, avant l'apparition des premiers glissements plastiques, qui ne satisfont plus aux équations linéaires du comportement visqueux. *La forme linéaire de ces équations aux dérivés partielles est en effet la cause profonde du principe de superposition.*

Mais surtout *la théorie actuelle nous donne la forme mathématique précise de la fonction* $\psi(\tau)$, dont Boltzmann a très bien pressenti qu'elle doit être soumise à certaines conditions et rentrer dans un groupe de formes particulières qu'il n'a d'ailleurs pu préciser, mais dont il suppose seulement *a priori* que $\psi(\tau)$ doit avoir une valeur finie pour $\tau = 0$ et être nulle pour $\tau = \infty$. La fonction $\psi(\tau)$ [équation (3)] s'exprime en effet par une *intégrale de Laplace-Abel dont l'original* $\lambda . G'_{(\lambda)}$ *est une fonction essentiellement positive.* En d'autres termes $\psi(\tau)$ *est la limite d'une somme* ARITHMÉTIQUE *d'exponentielles à exposants négatifs.* Ses dérivées successives sont par suite toutes décroissantes en valeur absolue et alternativement négatives et positives.

Ce fait que $\psi(\tau)$ est la limite d'une somme arithmétique (*et non pas algébrique*) d'exponentielles à exposants négatifs a une importance physique essentielle. On peut d'ailleurs le considérer comme *expérimentalement vérifié par toutes ses conséquences* et en particulier par la suivante :

Dans le cas de la torsion sinusoïdale, après une période d'accommodation, la théorie actuelle nous donne, comme diagramme couple-torsion, une ellipse qui peut se représenter par l'équation

$$C(t) = K . \cos\gamma . \sin(\omega t + \zeta),$$

les angles γ et ζ étant des fonctions de la période qui doivent satisfaire à *l'inégalité fondamentale* $\cos\gamma < \cos\zeta$.

La théorie de Boltzmann nous donne encore une ellipse comme diagramme limite couple-torsion, mais cette théorie reste impuissante à démontrer que l'ellipse-limite suit la loi physique définie par l'inégalité fondamentale $\cos\gamma < \cos\zeta$, *dont la vérification expérimentale est cependant très nette sur tous les diagrammes.*

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Sur les caractères systématiques de certaines distributions.* Note [1] de M. **Jean Thibaud**, présentée par M. Maurice de Broglie.

J'ai antérieurement indiqué, comme conséquence de l'étude approfondie de la distribution des opérations atomiques individuelles (émission de particules

---

[1] Séance du 22 mai 1944.

nucléaires), que l'aspect statistique moyen, reconnu en premier examen, recouvrait des phénomènes systématiques plus complexes, une répartition à nombres entiers, d'un caractère multipériodique (décomposition en série de Fourier), se retrouvant également par sommation.

Ces résultats étaient obtenus par des méthodes de calcul des probabilités entraînant un nombre élevé de mesures et de calculs. J'ai cherché depuis à obtenir des distributions statistiques plus rapidement en combinant des dispositifs électrique et photographique, de façon à intégrer un grand nombre d'opérations élémentaires (de quelques milliers à trente mille) se rapportant à un laps de temps déterminé.

a. Le premier dispositif concerne seulement les très petits intervalles, dont il donne la distribution. C'est donc un appareil à grand pouvoir de résolution, mais auquel échappent les intervalles normaux. Les clichés qu'il fournit devraient montrer un dégradé progressif à partir du point N et vers la droite (*fig* 1) : on note, au contraire, des raies, dont certaines nettes, telles α et β.

b. Le second dispositif utilisé complète le premier et permet d'atteindre des intervalles plus longs. La succession des événements, dont chacun est représenté par un trait vertical, est comparée aux pulsations d'un oscillateur. Dans ces conditions le cliché prend l'aspect d'un spectre limité entre les abscisses x_1 et x_2. Les événements, détachés de leur ordre de succession, tombant en pluie suivant l'axe ox, devraient se répartir statistiquement entre x_1 et x_2, d'où un noircissement homogène, aux fluctuations près. Ils tendent, au contraire, à se grouper en cannelures périodiques, dont on note au moins une quinzaine sur les figures 5 et 7 (distribution de 3000 événements). Souvent, comme sur 2, 3 et 4, on note un renforcement des raies de 3 en 3. J'ai obtenu également des cannelures, mais moins égales, sur des distributions comportant jusqu'à 26000 événements.

Ceci indique que les événements ont une probabilité plus grand de se localiser dans des époques en phase sur une fréquence déterminée, cohérence déja antérieurement mentionnée. Le phénomène est d'ailleurs fort complexe et montre des périodes sous-multiples les unes des autres.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la fluorescence du chlorure de plomb cristallisé.* Note de MM. **Marcel Guillot** et **Jacques Ferrand**, transmise par M. Aimé Cotton.

Le chlorure de plomb Cl^2Pb, dont la solution aqueuse est dépourvue de toute luminescence, présente habituellement, à l'état cristallin, une fluorescence jaune verdâtre, qui a été seulement signalée par quelques auteurs, en particulier J. Chalchat [1], au cours d'un travail effectué sous la direction de l'un

(1) *Contribution à l'étude des phénomènes provoqués par la pulvérisation* (*Thèse Doct. Pharm.*, Paris, 1934); *Travaux des Lab. Mat. Méd. et Pharm. Galén. Fac. Pharm.*, Paris, **25**, 1934, 2e partie.

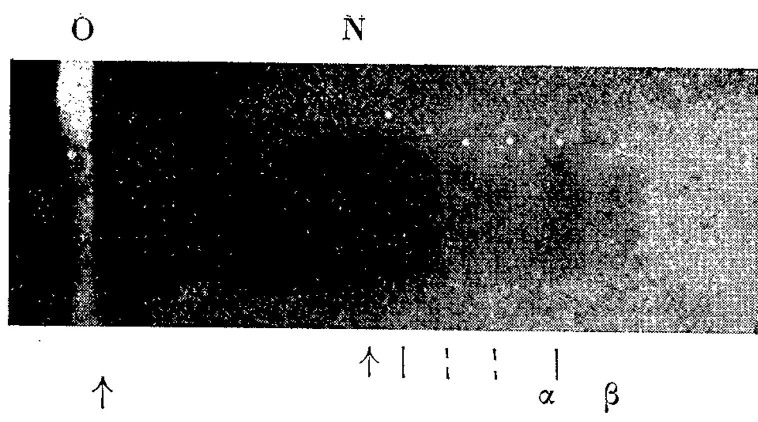


Fig. 1.

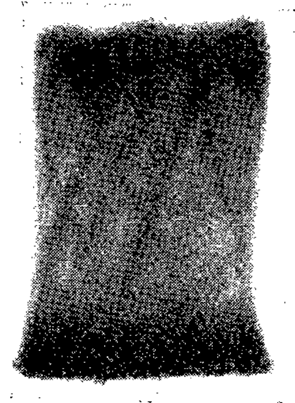


Fig. 2.

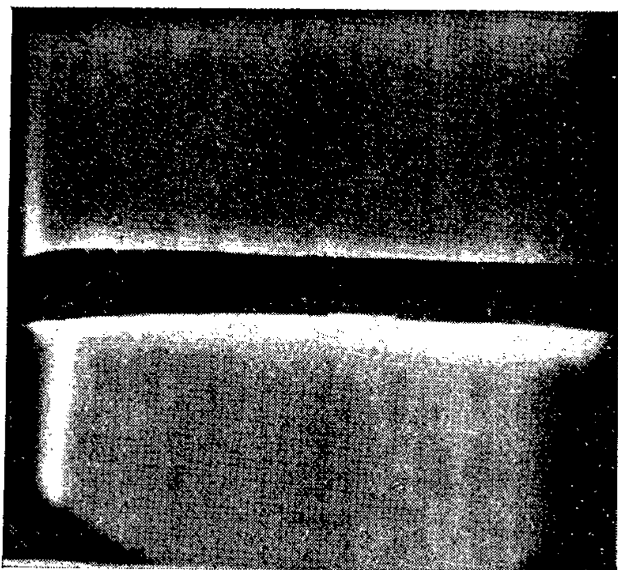


Fig. 3.

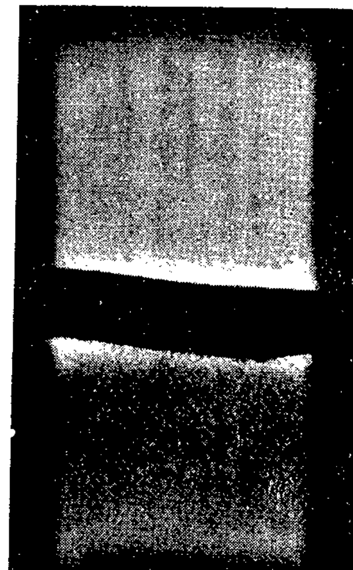


Fig. 4.

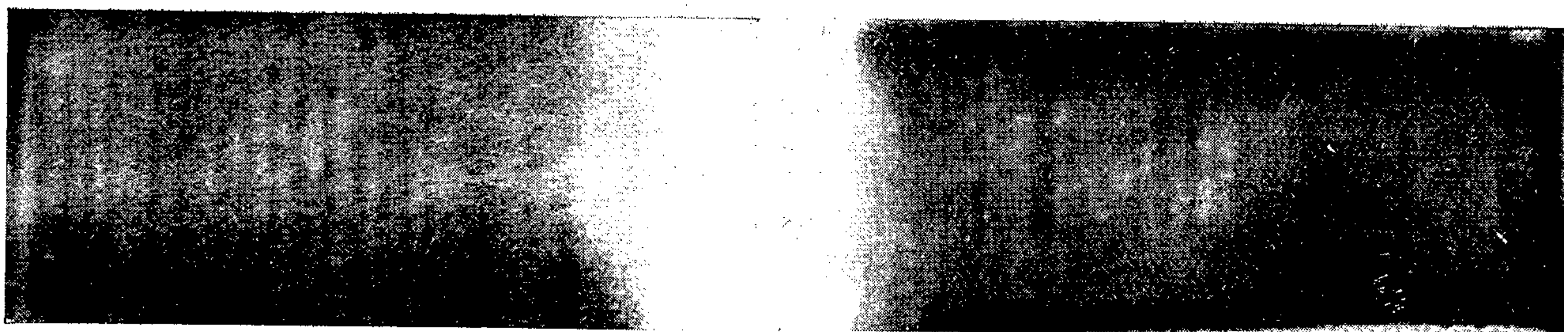


Fig. 5.

Fig. 6.

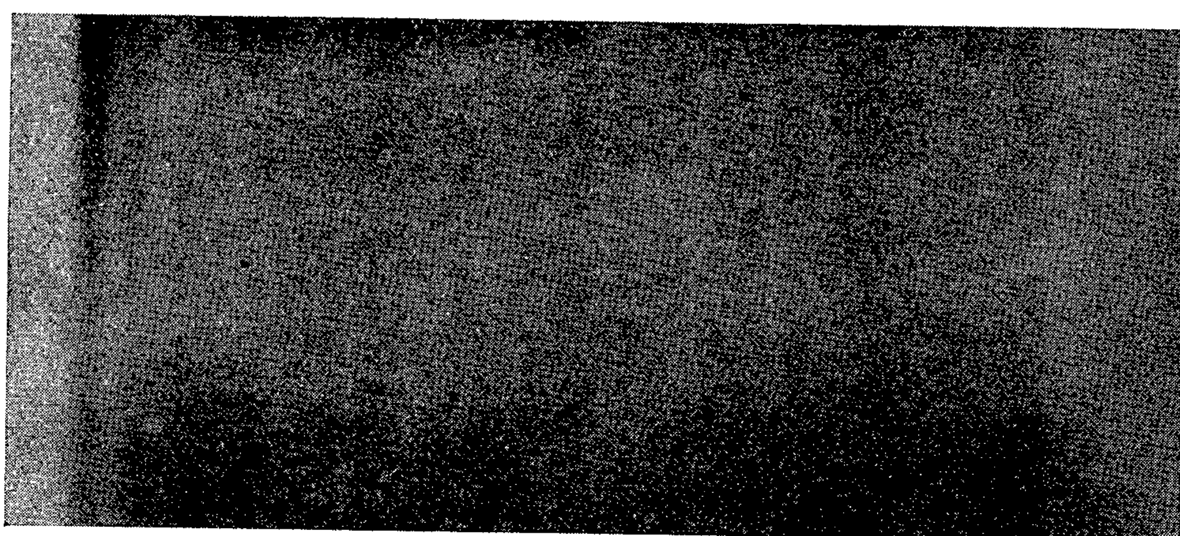


Fig. 7.

J. THIBAUD.

de nous. Cet auteur a observé que, par pulvérisation, les cristaux de chlorure de plomb perdaient leur fluorescence.

Nous avons entrepris une étude détaillée de ce sel, qui présente sur les solides luminescents usuels les avantages suivants : Il est facile à obtenir à l'état de pureté. Il cristallise anhydre, et dans une seule forme cristalline. Il est très stable jusqu'à 500°, température aux environs de laquelle il fond, sans décomposition. Il est soluble dans l'eau, sans hydrolyse notable, même à chaud, et beaucoup plus soluble à 100° qu'à 15-20°. Il forme facilement de beaux cristaux, qui se conservent indéfiniment à l'obscurité, sans altération, au contact de l'air, à la température ordinaire.

Nous sommes partis d'un échantillon de chlorure de plomb, considéré comme très pur, et de fluorescence initiale moyennement intense. Nous avons d'abord tenté, en le soumettant seulement à des opérations très simples (dissolution aqueuse, ou fusion à sec, suivies de recristallisation dans des conditions bien déterminées, sans addition d'aucun réactif étranger, même à l'état de traces), de modifier l'intensité de la fluorescence et, si possible, de la faire disparaître, afin de voir quelle serait l'influence des seules conditions de cristallisation, sur un échantillon de composition chimique invariable.

Nous avons alors constaté que, à la température ordinaire, la fluorescence s'atténuait d'autant plus que les cristaux se formaient plus rapidement. Si la cristallisation est instantanée (fraction de seconde), la fluorescence disparaît. Au contraire elle est maxima après le traitement suivant : Dissolution rapide, dans l'eau bidistillée bouillante, presque à saturation, à l'intérieur d'un récipient en verre pyrex; introduction du liquide bouillant, dans un flacon en même verre, à fermeture rodée, qu'on abandonne ensuite à très lent refroidissement, en vase Dewar ouvert (huit à dix jours). A partir du produit initial, on obtient ainsi des cristaux de fluorescence jaune d'or intense. La vitesse de cristallisation est donc un des facteurs déterminants du phénomène.

Si le même produit initial est d'abord fondu, puis recristallisé, par simple refroidissement, même lent, aussitôt après fusion, les cristaux ainsi formés, vers 500°, sont dépourvus de toute fluorescence. Mais, si ensuite on les redissout dans l'eau et si on les fait recristalliser lentement, suivant la technique précédente, la fluorescence réapparaît. On peut donc penser que, si une impureté fluorogène intervient, elle n'a pas été détruite par la fusion. La température de formation des cristaux apparaît ainsi comme un deuxième facteur déterminant.

Lorsque le sel fondu est au contraire maintenu à une température légèrement supérieure à celle de la fusion pendant une heure au moins, on note, après refroidissement et cristallisation, une très légère coloration rosée, qui paraît attribuable à la formation d'une trace d'oxychlorure. Si l'on redissout ensuite dans l'eau bouillante et si l'on maintient la solution au voisinage de 100°, pendant une demi-heure au moins, on voit se former un précipité blanc très léger, d'oxychlorure hydraté, qui flocule et se rassemble au fond. On décante

la solution limpide surnageante, et on l'abandonne à cristallisation par refroidissement. Les cristaux de Cl^2Pb pur ainsi obtenus sont dépourvus de toute fluorescence, et la technique de recristallisation très lente précédente n'a plus le pouvoir de faire réapparaître la fluorescence, si ce n'est avec une intensité insignifiante. Cette expérience prouve que le chlorure de plomb pur peut être dépourvu de toute fluorescence. La première hypothèse qui vient à l'esprit est qu'il existait, dans le sel initial, une impureté fluorogène, que le traitement qui vient d'être décrit a détruite, ou éliminée.

Revenant à ce produit initial, nous avons essayé d'en extraire l'impureté fluorogène éventuelle, par simple cristallisation fractionnée systématique, en solution aqueuse pure. Après plusieurs tours de fractionnement, on voit la fluorescence des cristaux de tête s'accentuer considérablement, celle des produits de queue baisser. En prolongeant le fractionnement, on obtient un produit de cœur beaucoup moins fluorescent que le produit de départ, mais de fluorescence encore très notable. Il semble donc qu'il existe bien une impureté fluorogène, mais qu'elle soit très difficile à séparer du chlorure de plomb. Un fait analogue a été signalé par G. Urbain [*La phosphorescence et ses lois* (Conférence). *Bull. Soc. Chim.*, 1910], à propos d'un échantillon de chaux *pure* rendue luminescente par une trace de manganèse.

Des essais d'addition d'éléments nombreux et divers, au produit non fluorescent, n'ont conduit à aucun résultat. Par contre nous avons rencontré, par hasard, dans certains acides nitriques commerciaux, une impureté non identifiée, dont la moindre trace confère une fluorescence intense au produit préalablement privé de luminescence. C'est la preuve certaine de l'existence d'une impureté fluorogène. Mais sa nature n'a pu être encore élucidée, même par analyse spectrographique. La dose active paraît extraordinairement faible.

Ces résultats rapprochent le cas du chlorure de plomb cristallisé d'autres cas classiques. Certains faits rendent surtout très grande l'analogie avec le sulfure de zinc : très faible teneur en impureté luminogène [$\leqq 10^{-6}$ de cuivre dans le sulfure de F. Prevet (²)], disparition de la luminescence par pulvérisation (²), même effet par irradiation prolongée, sensibilité photochimique plus grande des cristaux les plus luminescents (³) etc. Nous poursuivons l'étude de ces phénomènes.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'activation de l'oxygène par les ultrasons.* Note de M. **Jean Loiseleur**, présentée par M. Charles Maurain.

On sait que, dans l'eau soumise aux ultrasons, les alternances très rapides de pression et de dépression entraînent le dégagement des gaz qui étaient

(²) *La structure cristalline du sulfure de zinc phosphorescent. Thèse Doct. Sc.*, Paris, 1931; *Jour. Chim. Phys.*, **28**, 1931, p. 470.
(³) M. Curie, *Luminescence des corps solides*, Paris, 1934, p. 95.

dissous (cavitation). Pour l'oxygène le phénomène s'accompagne de l'activation de la molécule. Cette activation peut être mise en évidence par deux procédés différents.

I. Le générateur d'ultrasons est constitué par un disque de quartz (épaisseur $3^{mm},87$, excité par 760 Kc sous 5 kV avec 0,65 A) transmettant à la solution 0,27 watt/cm^3. Une circulation d'eau maintient la température en dessous de 30°. On traite chaque fois 4^{cm^3} de solution, enfermés dans une ampoule à fond plat de 10^{cm^3}.

Tout d'abord, en opérant avec de l'eau distillée, il se forme, comme Schulter et Gohr [1] l'ont signalé, des quantités notables d'eau oxygénée. Voici la répétition du phénomène (dosage au photomètre par la méthode au sulfate de titane) :

Durée d'exposition aux U. S.......	7	15 minutes
H^2O^2 formée.....................	3,5	7,5 mg ‰

Quant à l'eau oxygénée formée, elle n'est pas décomposée par les U. S. [2] : en effet, en opérant avec une solution titrée d'eau oxygénée (10,5 mg ‰), on constate que le traitement entraîne un enrichissement de la solution :

Durée d'exposition aux U. S.......	0	5	15	24	32 minutes
H^2O^2 dosée......................	10,5	12,2	15,5	18	20 mg ‰

II. On peut encore démontrer cette activation de l'oxygène en soumettant directement aux U. S. les réactifs des peroxydases. Par un traitement de quelques minutes, le réactif Nadi vire au bleu, le pyrogallol présente un léger virage au jaune. La dioxyphénylalanine (à 5 ‰ à pH 6,5) constitue le réactif le plus sensible; son virage au rose est déjà appréciable après un traitement de 1 minute.

On peut attribuer à cette activation une origine analogue à celle par laquelle les gouttes d'eau pulvérisées prennent une charge électrique sous l'effet de l'arrachement (Lenard). La seule condition pour que le phénomène se produise ici est l'accumulation de l'oxygène dans une microbulle de taille suffisante pour pouvoir subir efficacement le choc de l'onde ultrasonore; l'activation doit donc être nécessairement précédée de la cavitation [3].

Quant à l'oxygène activé, il agit sur les accepteurs qu'il rencontre. Dans

---

(1) *Zeits. angew. Chem.*, 49, 1936, p. 420.

(2) On peut rappeler que les rayonnements ionisants entraînent également l'activation de l'oxygène en provoquant la formation d'eau oxygénée; mais, dans ce cas, l'eau oxygénée radioformée est partiellement décomposée par le rayonnement.

(3) Ceci explique le phénomène observé par Schmitt, Johnson et Olson (*J. Amer. Chem. Soc.*, 51, 1929, p. 370), à savoir la disparition de l'activation de l'oxygène sous l'effet d'une pression exercée sur le milieu, puisque cette pression s'oppose à la cavitation.

l'eau pure, ceux-ci sont représentés par les ions H^+ provenant de la dissociation de l'eau. La réaction la plus intense correspond environ à pH 4 :

pH de l'eau ultrasonnée..........	1,10	2,45	4,15	6,64	11,30
H^2O^2 formée (après une exposition de 15 minutes aux U. S.).......	1,8	3,8	10,6	10	7,5 mg °/₀₀

Dans le milieu cellulaire, les molécules présentes pourront au hasard intervenir comme accepteurs, subissant, du fait de cette oxydation, une lésion élémentaire. Cette activation de l'oxygène peut ainsi intervenir dans les effets biologiques des ultrasons.

En résumé, l'oxygène dissous dans l'eau est activé par les ultrasons et peut former de l'eau oxygénée ou oxyder les accepteurs offerts par la solution.

PHYSICOCHIMIE. — *Mise en évidence très sensible par l'oxydation anodique de la précipitation dans les solutions solides d'aluminium-magnésium.* Note ([1]) de MM. **Paul Lacombe** et **Louis Beaujard**, présentée par M. Léon Guillet.

On sait que le début de la décomposition d'une solution solide sursaturée se manifeste par la précipitation d'une seconde phase limitée tout d'abord aux seuls contours des grains de l'alliage. Aussi la distinction entre un joint de grain d'un alliage trempé et celui contenant les premières traces de précipité, sous forme de fines particules alignées, est-elle très difficile.

D'autre part, nous avons déjà indiqué combien il était important d'apprécier exactement ce début de décomposition pour préciser l'origine exacte du durcissement ([1]). Nous avons montré aussi que la mesure du paramètre cristallin de la solution solide par les rayons X était impuissante à déceler les premiers signes de précipitation ([2]). Seule une méthode d'attaque micrographique, spécifique de la phase précipitée, nous a permis, dans le cas des alliages aluminium-magnésium, aluminium-zinc et aluminium-magnésium-zinc, de déterminer avec certitude les premières traces d'hétérogénéité. Elle consiste à soumettre l'alliage, au préalable poli électrolytiquement, à une oxydation anodique de 30 minutes dans un bain de SO^4H^2 à 10% en poids sous 1,5 amp/dm². Ce traitement recouvre les alliages trempés homogènes d'une pellicule d'oxydation transparente et continue qui n'altère en rien le poli spéculaire du polissage électrolytique. L'examen micrographique montre que les joints de grains ne sont pas plus visibles après l'oxydation qu'ils ne l'étaient après le polissage. Au contraire, dès qu'il y a précipitation, on observe un dépolissage de la surface oxydée, dû à une attaque préférentielle des limites de grains.

([1]) Séance du 15 mai 1944.

([2]) P. Lacombe, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 156.

([3]) P. Lacombe, *Thèse*, Paris, 1943.

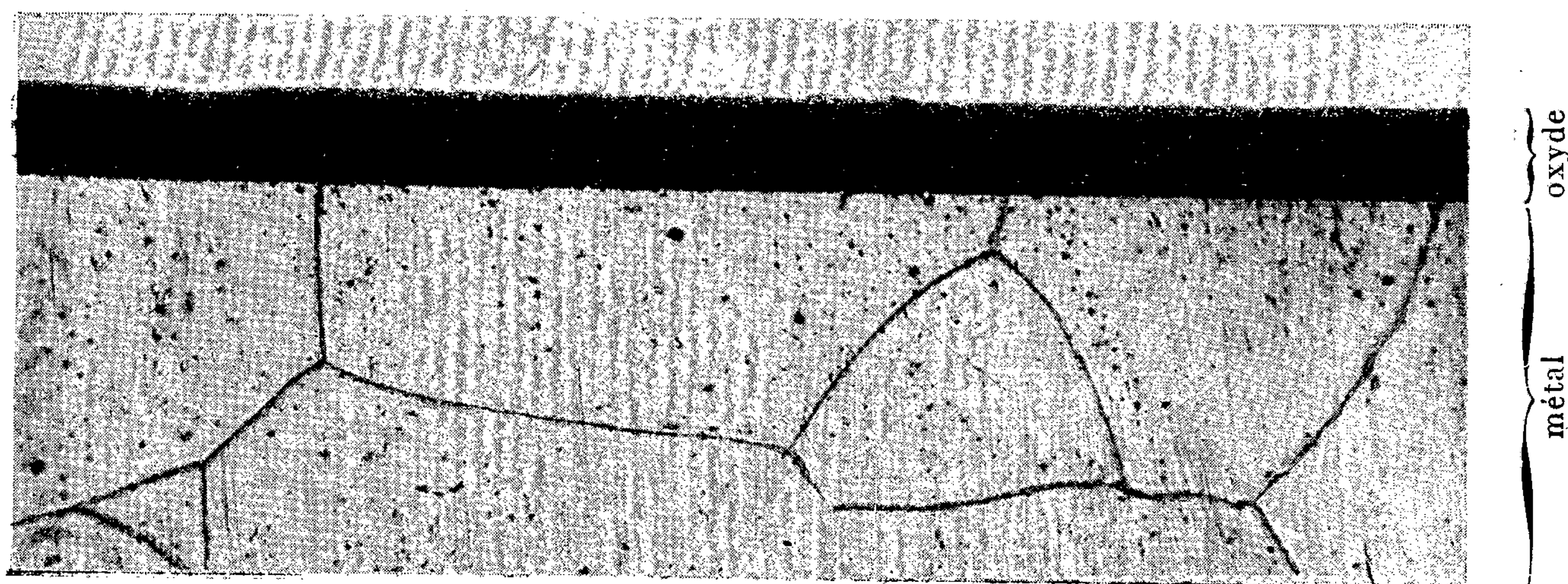


Fig. 1. — Coupe de la pellicule d'oxydation anodique obtenue sur un alliage Al-Mg à 9 % trempé. G = 1000.

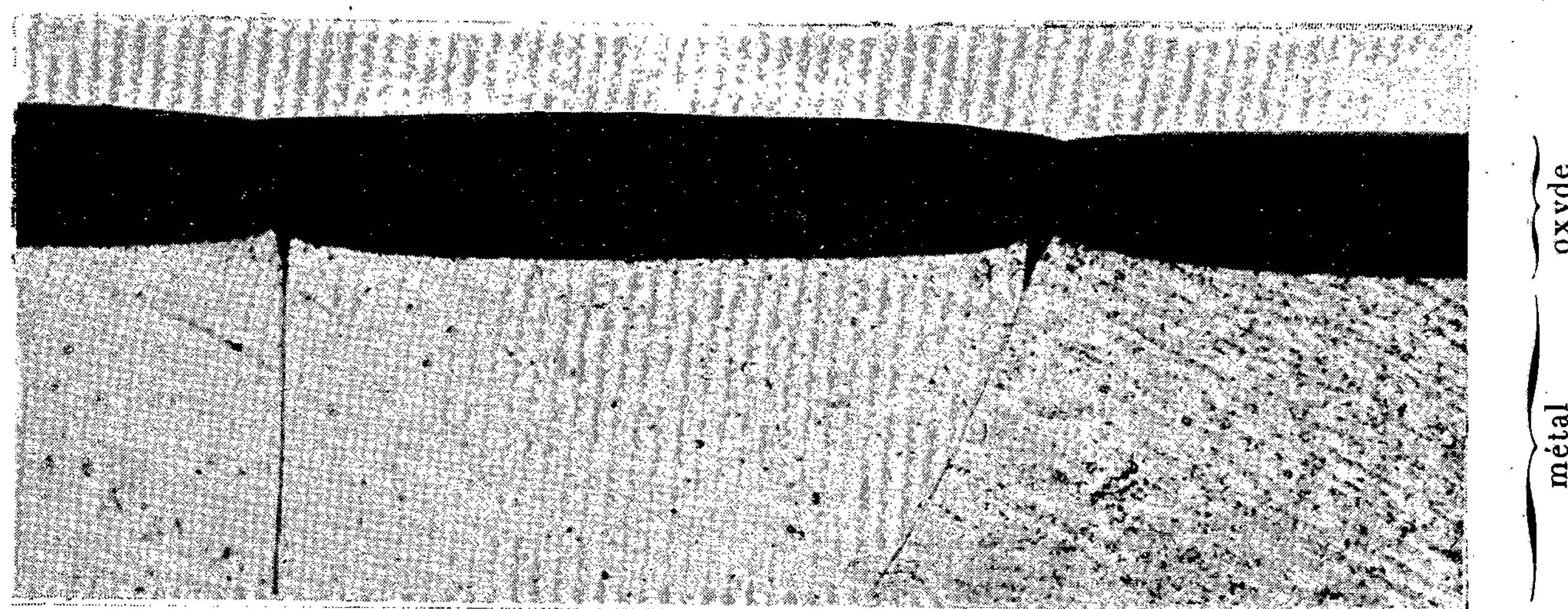


Fig. 2. — Coupe de la pellicule d'oxydation anodique obtenue sur un alliage Al-Mg à 9 % revenu 10 heures à 200°. G = 1500.



Fig. 3. — Hétérogénéité de la précipitation dans un alliage Al-Mg à 9 % revenu 50 heures à 200°. G = 700.

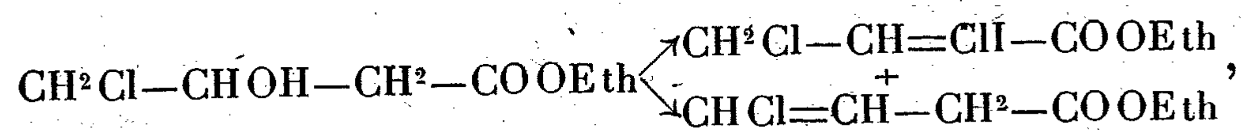
Afin de préciser la nature de cette oxydation intergranulaire au début de la précipitation, nous avons comparé une coupe de la pellicule d'oxydation d'un alliage aluminium-magnésium à 9 % trempé et du même alliage revenu 10 heures à 200°. Chaque grain de la solution solide trempée est recouvert d'une pellicule d'épaisseur rigoureusement constante sur toute sa surface (*fig.* 1). Au contraire la transformation en oxyde de la solution solide au début de sa décomposition progresse avec une vitesse différente à la surface de chaque grain (*fig.* 2). L'oxydation est maximum au centre des grains et elle se fait par sillons profonds, à l'aplomb de chaque limite intercristalline. De plus l'épaisseur de la couche d'alumine est minimum de part et d'autre des limites de grains. Nous interprétons ce dernier fait comme dû à l'hétérogénéité de composition de la solution solide apparaissant progressivement au cours du revenu. La précipitation d'une seconde phase, concentrée aux seuls contours des grains, ne peut s'effectuer que par un enrichissement en magnésium de la solution solide, par diffusion du métal dissous vers la périphérie de chaque grain. Cette diffusion reste limitée au voisinage immédiat de chaque contour de telle sorte que le centre du cristal conserve sa teneur initiale en métal dissous. Ceci permet de comprendre pourquoi les rayons X ne peuvent déceler, par la seule mesure du paramètre cristallin de la solution solide, les premières traces de précipité. En effet, au début du revenu, la plus grande partie de l'intensité des rayons X sera diffractée par le centre des cristaux qui a conservé sa teneur initiale en élément dissous. Seule une infime fraction sera diffractée sous un angle différent par le pourtour des grains appauvri en magnésium.

Lors d'un revenu prolongé, l'hétérogénéité de composition de la solution solide est confirmée par l'hétérogénéité de la précipitation : il y a absence de précipité au voisinage immédiat des grains (*fig.* 3).

Ainsi l'oxydation anodique se révèle comme une méthode très sensible pour déceler à la fois les traces de précipité aux joints des grains et l'hétérogénéité de composition de la solution solide au cours de la précipitation.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les esters hydroxy-3 chloro-4 et dichloro-3.4 butyriques. Obtention du chloro-4 crotonate d'éthyle pur.* Note de MM. **André Broche** et **René Rambaud**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le chloro-4 crotonate d'éthyle obtenu par déshydratation sur P^2O^5 de l'hydroxy-3 chloro-4 butyrate, seul procédé jusqu'à présent classique [1], est toujours fortement souillé d'un isomère vinylacétique chloré



dont il est impossible de le purifier par distillation.

---

[1] Braun, *J. Am. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 3167.

Le spectre Raman de tous les échantillons obtenus montre inévitablement trois raies dans le domaine des fréquences éthyléniques

$$a = 1666\ \text{cm}^{-1}, \quad b = 1651\ \text{cm}^{-1}, \quad c = 1607\ \text{cm}^{-1},$$

les deux dernières, moins intenses que la première, étant d'opacité sensiblement équivalentes.

Or l'acide chloro-4 crotonique fusible à 82°,7, considéré comme une forme *trans* éthylénique pure, peut être d'un accès relativement aisé. Il résulte en effet de l'action des solutions aqueuses de soude sur tout ester dichloro-3.4 butyrique, ces derniers produits s'obtenant eux-mêmes par traitement au chlorure de thionyle des chloro-4 hydroxy-3 butyrates. Lespieau (²) avait signalé déjà cette possibilité d'accéder à l'acide chloro-4 crotonique à partir du dichloro-butyrate d'éthyle (dichlorure préparé d'ailleurs à l'aide non de $SOCl^2$, mais de PBr^3). La faiblesse des rendements alors obtenus ne semblait pas, toutefois, favorable à l'édification d'une méthode de préparation basée sur cette réaction. Nous avons pu reconnaître qu'au contraire, dans des conditions convenables (soude à 10 %, température ambiante, agitation violente), le rendement en acide pouvait être porté jusqu'à 60 %. Le procédé est nettement préférable, à tous points de vue, à celui qui consiste à saponifier, à la température d'un mélange réfrigérant, le chloro-4 crotonate d'éthyle impur (¹), opération fastidieuse, longue et dont le rendement final (61 %) n'est qu'à peine supérieur.

L'acide chloro-4 crotonique cristallisé, soumis à l'action de $SOCl^2$, conduit à un chlorure d'acide dont la transformation en ester s'effectue à froid, par le mélange alcool-pyridine.

Le chloro-4 crotonate d'éthyle, issu de cette suite d'opérations, est rigoureusement exempt d'isomère vinylique. Ses constantes sont :

Éb 83° sous 13^{mm}; *d* 1,118; n_D 1,463 à 14°.

Son spectre ne présente plus la raie *c* des spectres précédents; seules les raies *a* et *b* s'y retrouvent. Il ne faut pas envisager leur présence simultanée comme l'indice d'un mélange *cis* + *trans* crotonates, mais bien plutôt conclure que, comme les fumarates de méthyle et d'éthyle, le *trans*-chloro-4 crotonate possède deux raies d'inégale intensité dans la gamme des fréquences généralement attribuées aux doubles liaisons entre carbones.

Au cours de cette étude divers produits, non encore décrits, ont été préparés à l'état de pureté. Nous donnons ci-dessous leurs constantes :

1° $CH^2Cl—CHOH—CH^2—COOR$.

R.	Éb.		*d.*	n_D.	
CH^3..........	104-105° sous	13^{mm}	1,259	1,458 à	14°,5
C^3H^7n..........	114-115	8	1,150	1,453	21
C^4H^9n........	123-124,5	4	1,121	1,453	20
C^4H^9i.........	122-124	9	1,116	1,451	24

(²) *Bull. Soc. Chim.*, 33, 3ᵉ série, 1905, p. 465.

2° $CH^2Cl—CHCl—CH^2—COOR$.

R.	Éb.		d.	n_D.
CH^3.........	89,5-90° sous	15mm	1,278	1,459 à 23°
C^3H^7n.........	114-115	14	1,175	1,454 19
C^4H^9n.........	127-128	15	1,143	1,454 24
C^4H^9i.........	121-122	15	1,138	1,452 22

3° $CH^2Cl—CH{=}CH—COCl$.

Éb.	d.	n_D.
74-74°,5 sous 16mm,5	1,316	1,501 à 11°

D'autre part, il y a lieu de modifier comme suit les constantes signalées [2] pour le dichloro-3.4 butyrate d'éthyle :

4° $CH^2Cl—CHCl—CH^2—COOOC^2H^5$.

Éb.	d.	n_D.
94-95° sous 12mm	1,217	1,456 à 19°

PHYSIQUE COSMIQUE. — *La loi de fréquence des grandes gerbes de l'air.* Note [1] de M. **Jean Daudin**, présentée par M. Maurice de Broglie.

I. L'expérience et la théorie établissent que les gerbes de l'air [2] présentent une extrême variété dans le nombre de leurs trajectoires. L'on peut rechercher la fonction de fréquence $N(\delta)$ telle que $N(\delta)\,d\delta$ représente le nombre de gerbes par unité de temps et comportant entre δ et $\delta + d\delta$ trajectoires par unité de surface contrôlée par les compteurs.

II. On peut rechercher la fonction $N(\delta)$ théoriquement. Sous certaines approximations et dans un domaine de densités limité, la théorie des cascades conduit à prévoir la forme

$$N(\delta) = N_0\delta^{-\gamma}.$$

La vérification expérimentale est en général impossible directement, puisque le système de compteurs éloignés enregistrant les gerbes déforme complètement la répartition $N(\delta)$, les gerbes de densité décroissante ayant une chance croissante d'échapper à un ou plusieurs compteurs. Cependant, moyennant certaines approximations, on peut raccorder les résultats expérimentaux et théoriques par une voie indirecte.

La répartition des gerbes enregistrées devient identique à la répartition vraie $N(\delta)$ pour les gerbes si denses que les compteurs n'en manquent aucune. Sans hypothèse annexe, on peut donc déterminer directement $N(\delta)$.

III. Au cours de la mission organisée l'été de 1943 au Lautaret (2060m) par M. Leprince-Ringuet, il a été pris 1830 clichés de Wilson de grandes

(1) Séance du 22 mai 1944.
(2) Daudin, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 483.

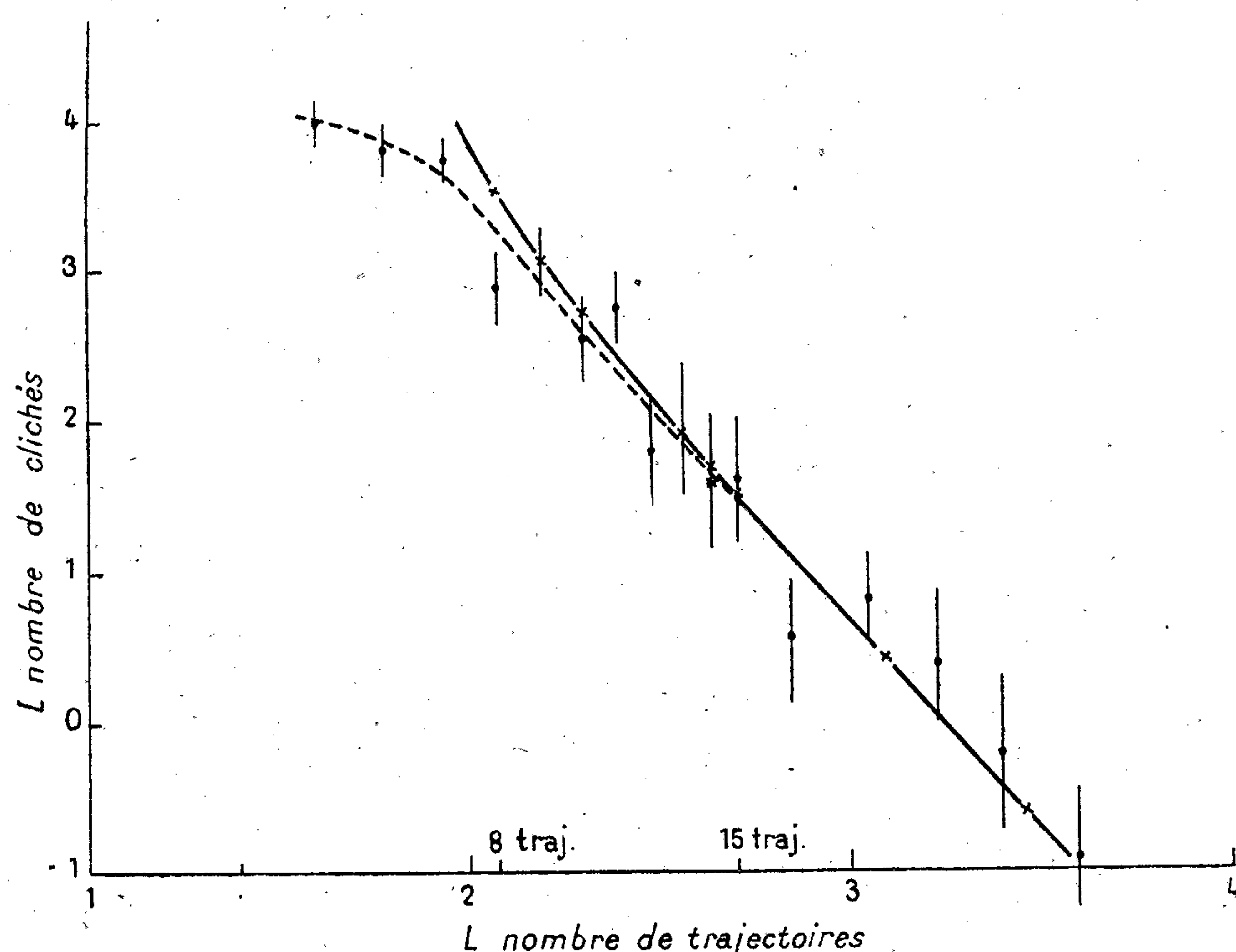
gerbes de l'air. La détente était commandée par la coïncidence de 2 compteurs éloignés. Une petite lampe à néon s'allumait devant la chambre lorsqu'un 3e compteur était touché. Toutes les gerbes comportant plus de 16 trajectoires dans la chambre de Wilson ont actionné ce 3e compteur, qui a omis moins de 15 % des gerbes de 8 à 16 trajectoires. La répartition des clichés à plus de 16 trajectoires est donc la répartition vraie, tandis que les compteurs de commande doivent fausser de moins de 25 % la répartition des clichés de 8 à 16 trajectoires.

Le tableau et le diagramme ci-dessous indiquent la variation du nombre de clichés en fonction du nombre de trajectoires qu'ils comportent. Puisque l'on

Nombre de trajectoires	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
clichés	54	45	42	18	22	13	16	6	7	5	5

trajectoires	16–19	20–23	24–27	28–32	33–45
clichés	7	9	6	4	5

Outre 1 cliché de 55, 1 de 60 et 2 de plus de 100 trajectoires.



peut tracer parmi les points expérimentaux une droite de pente voisine de 2,7, le nombre de clichés comportant V trajectoires varie à peu près comme $V^{-2,7}$. En réalité V est une variable discontinue, qui n'est pas absolument proportionnelle à δ. Le calcul de correction, tenant compte des trajectoires fortuites, indique qu'une fonction $\delta^{-\gamma}$ où $\gamma = 2,5$ conduit à un diagramme théorique en fonction de V, voisin d'une droite de pente $-2,7$.

Conclusion. — On obtient ainsi directement une loi de répartition ou de fréquence gouvernée par la fonction $\delta^{-\gamma}$, où δ est la densité des gerbes et γ une constante égale à $2,5 \pm 0,3$. La détermination indirecte conduisait à $\gamma = -2,5$ au Lautaret. Il paraît donc légitime de considérer γ comme une constante dans le domaine de densités des grandes gerbes observables. La loi de fréquence des chocs d'Hoffmann en fonction de leur amplitude est du même type et l'exposant, pour les grandes gerbes et les chocs, diminue lentement avec l'altitude. Bien que les deux exposants soient différents, les deux phénomènes, déjà parents d'après les travaux d'Euler ([3]), se rapprochent encore à ce point de vue.

Enfin ce contrôle de la forme de $N(\delta)$ confirme la théorie établie par l'auteur et destinée à donner une représentation mathématique aussi complète que possible des propriétés des grandes gerbes d'Auger.

Nota. — On a tenu compte, pour placer la courbe théorique, du fait qu'il n'y a que 4 clichés de plus de 45 trajectoires alors que la répartition théorique en prévoit 6 ou 7. C'est l'équivalent d'un point expérimental qui se situerait nettement au-dessus de la courbe théorique vers les très grands nombres de trajectoires.

GÉNÉTIQUE. — *Allélomorphes multiples conditionnant la pigmentation et l'albinisme chez* Arion hortensis *de Fér.* Note de M. **Marcel Abeloos**, présentée par M. Maurice Caullery.

Arion hortensis doit sa coloration, normalement noire à l'état adulte, à un pigment mélanique qui est bleu ardoisé à l'éclosion et durant la période infantile de la vie de l'animal ([1]). J'ai observé des variations héréditaires se traduisant, l'une par une coloration infantile rose lilas et une pigmentation atténuée à l'état adulte, l'autre par l'absence totale de pigment mélanique à toutes les étapes de la vie. Ces variations du pigment mélanique tégumentaire sont toujours parallèles à des variations de coloration de la paroi de la gonade, mais n'ont aucun retentissement sur la coloration du foie. *Arion hortensis* possède en outre un pigment orange, existant seul sur la sole pédieuse; c'est un pigment soluble analogue au pigment rouge d'*Arion rufus* L., qui n'a présenté aucune variation corrélative de celles du pigment mélanique.

D'un individu unique, capturé adulte en décembre 1941 et remarquable par sa faible pigmentation, j'ai obtenu, en 1942, une première génération composée d'individus bleus et d'individus roses.

Des roses (4 adultes), croisés entre eux, j'ai obtenu, en 1943, 285 descen-

---

([3]) *Zeits. Phys.*, **116**, 1940, p. 73.

([1]) Cf. M. Abeloos, *Comptes rendus*, **215**, 1942, pp. 38 et 96.

dants roses et 26 blancs, mais aucun bleu; tandis que les bleus de la première génération (25 adultes), croisés entre eux, ont donné une descendance tricolore : 341 bleus, 127 roses et 97 blancs.

A la 3e génération (1944), les individus blancs, quelle que soit leur provenance, n'ont fourni que des blancs; les roses n'ont donné, comme les roses de la 1re génération, que des roses et des blancs; les bleus, se reproduisant entre eux, ont engendré des descendants des trois couleurs.

Les blancs, n'engendrant que des blancs, ne peuvent être qu'homozygotes (OO). En supposant que la coloration blanche ou rose ne dépend que d'un gène, que le blanc (O) est dominé par le rose (*r*) et que les roses de la 1re et de la 2e génération comprenaient à la fois des homozygotes (*rr*) et des hétérozygotes (*r*O), on s'explique la composition de leur descendance et les proportions non simples de la disjonction.

En ce qui concerne la coloration bleue des individus sauvages, l'élimination définitive du caractère bleu dans la descendance des individus roses descendants de bleus conduit à considérer le bleu comme un troisième allélomorphe (B) du même gène, dominant à la fois le rose et le blanc. Cette hypothèse, qui est la plus simple qu'on puisse envisager, permet d'interpréter tous les résultats précédents, en supposant que l'individu initial, de constitution *r*O, s'était accouplé avant sa capture avec un bleu B*r*. [*Arion hortensis* ne semble pas pouvoir se reproduire par autofécondation comme *Arion rufus*. D'autre part l'existence de l'allèle (*r*) chez un certain nombre d'individus sauvages est confirmée par d'autres élevages.]

L'hypothèse des allèles multiples est également confirmée par l'étude de la descendance de couples constitués avec des individus de la 2e génération des divers types de coloration. Ainsi un couple (bleu × blanc) ne m'a donné que des bleus et des blancs, à l'exclusion de roses, ce qui s'interprète aisément en attribuant aux conjoints les formules BO et OO. En isolant un grand nombre de couples d'individus roses, on doit réussir à obtenir une lignée rose homozygote (*rr*) pure, ce qui constituerait une vérification définitive de l'hypothèse.

Enfin des différences assez nettement tranchées dans l'intensité de la teinte des individus bleus paraissent correspondre aux trois génotypes bleus, BB, B*r* et BO, et des différences dans l'intensité du rose aux deux génotypes *rr* et *r*O.

En résumé, les trois types de pigmentation observée, bleu (B), rose (*r*) et blanc (O) correspondraient à trois états allélomorphes d'un même gène, B dominant *r* et O, *r* dominant O.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Le pouvoir régénérateur, au cours de l'intermue, chez les Amphipodes Gammariens.* Note de M. **Jean-Léonide Tingaud**, présentée par M. Maurice Caullery.

J'ai constaté, chez les Gammariens d'eau douce, *Gammarus pulex* Sars et *Echinogammarus Berilloni* Catta, à tous les stades de leur vie, la faculté de régénération des appendices, antennes, péréiopodes, pléopodes, uropodes et des dépendances des appendices, branchies, oostégites, plaques coxales. En aucun cas je n'ai observé l'autotomie d'un appendice lésé. Pour tous les appendices, le régénérat se constitue sous la cicatrice et ne devient jamais visible extérieurement avant la mue qui suit l'amputation.

Sur un lot d'individus adultes, muant au laboratoire tous les 30 jours environ, j'ai amputé un péréiopode à différentes époques de l'intervalle séparant deux mues consécutives. Si l'amputation est faite moins de 14 jours avant une mue, aucun régénérat n'est formé au moment de cette mue. Mais, si l'amputation est pratiquée plus de 16 jours avant la mue, celle-ci libère toujours un régénérat plus ou moins développé. Le pouvoir régénérateur fait donc totalement défaut durant la seconde moitié de l'intermue. Chez les jeunes, qui muent tous les 15 jours environ, on observe le même phénomène, la période d'inaptitude à la régénération correspondant encore à la seconde moitié de l'intermue.

Afin de voir si le pouvoir régénérateur existe dès le début de l'intermue, j'ai sectionné le fouet de l'antennule à des époques régulièrement échelonnées. Les articles du fouet se différencient en direction basipète. Le nombre minimum d'articles régénérés est de 4 : il semble donc que la différenciation du régénérat débute par l'édification simultanée de ses quatre articles les plus distaux. Le nombre des articles régénérés, qui fournit une mesure de la croissance du régénérat, est maximum (la moitié environ du nombre primitif) lorsque l'amputation suit *immédiatement* la mue et diminue régulièrement lorsque la date de l'amputation se rapproche du milieu de l'intermue.

Il n'existe donc pas, chez les Gammariens, de période d'inaptitude à la régénération suivant immédiatement la mue, comme celle qui a été signalée par M. Abeloos ([1]) chez *Carcinus* et par L. Nouvel ([2]) chez *Dromia*. Par contre l'existence d'une période d'inaptitude à la régénération à la fin de chaque intermue paraît être un fait général chez les Arthropodes : Crustacés (Cladocères, Isopodes, Décapodes), Araignées, Myriapodes (Scutigère). On l'observe aussi bien dans les cas où le régénérat est visible extérieurement dès sa consti-

---

([1]) *C. R. Soc. Biol*,, **112**, 1933, p. 1613.
([2]) *Comptes rendus*, **210**, 1940, p. 310.

tution (Crabes), que chez les animaux où il se différencie sous l'étui cuticulaire. La durée de cette période d'inactivité représente une fraction de l'intermue constante pour chaque espèce, mais très variable suivant les groupes : 1/5 chez la Scutigère, d'après J. A. Cameron (3); 3/4 chez les Araignées, d'après P. Bonnet (4).

Lorsqu'on sectionne simultanément plusieurs appendices du même individu, il y a régénération de tous les appendices amputés, ou absence totale de régénération, suivant que l'opération est pratiquée durant la première ou la seconde moitié de l'intermue. Cependant j'ai observé, dans quelques cas où l'amputation était faite vers le milieu de l'intermue (du 14e au 19e jour avant une mue), la régénération d'un seul des appendices sectionnés, l'autre ne régénérant qu'à la mue suivante. La disparition du pouvoir régénérateur vers le milieu de l'intermue ne paraît donc pas s'effectuer de façon absolument simultanée dans toutes les régions du corps. Ce fait semble indiquer que les conditions physiologiques déterminant le pouvoir régénérateur ne doivent pas être de nature humorale.

La séance est levée à 16h15m.

A. Lx.

---

(3) *Journ. Exp. Zool.*, 46, 1926, p. 169.
(4) *Bull. Soc. Hist. nat. Toulouse*, 59, 1910, p. 237.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mai 1944.

Que sais-je? La chimie des êtres vivants, par Maurice Javillier. Paris, Presses universitaires de France, 1944; 1 vol. 18^{cm}.

Que sais-je? Les techniques de la métallurgie, par Léon Guillet. Paris, Presses universitaires de France, 1944; 1 vol. 18^{cm}.

Science, Langage, Connaissance. *Les chemins divers de la connaissance*, par Robert Gérard. Paris, Vanœst, Les Éditions d'art et d'histoire, 1944; 1 vol. 25^{cm}.

Actualités scientifiques et industrielles, 970. *Microbiologie*. Tome II. *L'évolution physiologique. Étude des pertes de fonctions chez les microorganismes*, par André Lwoff. Paris, Hermann et Cie, 1943; 1 vol. 25^{cm} (présenté par M. M. Caullery).

La construction des instruments et la géométrie du corps solide, par Louis Dunoyer. Paris, Editions du Comité général d'organisation des industries mécaniques, s. d.; 1 fasc. 27^{cm}.

Les chaînons et Hauts plateaux provençaux du Sud-Ouest des Alpes maritimes et des régions avoisinantes des Basses-Alpes et du département du Var, par Léon Bertrand. Extrait des *Mémoires de la Société géologique de France*. Nouvelle série. Tome XXII, fasc. 3-4, feuilles 8 à 19, Mémoire n° 49, pp. 1 à 90, pl. I à IV. Paris, Au Siège de la Société, 1943; 1 vol. 33^{cm}.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 5 JUIN 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Remarques sur quelques difficultés de la théorie du photon, liées à l'emploi d'une solution d'annihilation.* Note de M. **Louis de Broglie** et Mme **Marie-Antoinette Tonnelat**.

1. La théorie du photon, en l'absence d'interaction, présente deux difficultés qui ne sont pas sans parenté.

La première, déjà signalée par l'un de nous (¹), est liée à l'existence même d'une solution d'annihilation. On est amené en effet à considérer comme fonction d'annihilation l'invariant

$$\Phi^0_{ik} = \sqrt{n_0}(\alpha_4)_{ik},$$

où n_0 représente le nombre, pratiquement très grand, des photons dans l'état annihilé. Or, si l'on considère les deux groupes d'équations du photon

$$(1)\qquad \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\frac{A_4+B_4}{2}\Phi_{ik} = \left[\partial^p \frac{A_pB_4+B_pA_4}{2} + K\mu_0 c A_4 B_4\right]\Phi_{ik},$$

$$(2)\qquad \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\frac{B_4-A_4}{2}\Phi_{ik} = \partial^p \frac{A_pB_4-B_pA_4}{2}\Phi_{ik},$$

on constate que Φ^0_{ik} vérifie seulement le second. Φ^0 n'est donc pas une véritable *solution* d'annihilation.

La seconde difficulté concerne l'invariant I_1 de la théorie. Si Φ' désigne un état non annihilé de la particule, on peut poser

$$\Phi = \Phi^0 + \Phi'$$

et considérer l'invariant I_1 comme une transition $\Phi^0 \to \Phi$ telle que

$$(3)\qquad I_1 = \Phi^0 A_4 B_4 \Phi'.$$

Pour obtenir une équation vérifiée par I_1, multiplions (1) à gauche par $\Sigma_{ik}\Phi^0_{ik}$ et faisons apparaître, à droite, la somme $\Phi^0_{ik} + \Phi'_{ik}$. Nous aurons

$$\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\sum_{ik}\Phi^0_{ik}\frac{B_4+A_4}{2}\Phi'_{ik} = \partial^p\sum_{ik}\Phi^0_{ik}\frac{A_pB_4+B_pA_4}{2}\Phi'_{ik} + K\mu_0 c\sum_{ik}\Phi^0_{ik}A_4B_4\Phi^0_{ik} + K\mu_0 c\sum_{ik}\Phi^0_{ik}A_4B_4\Phi'_{ik}.$$

(¹) L. de Broglie, *Une nouvelle théorie de la lumière*, p. 193.

Or on vérifie facilement les identités

$$\sum_{ik} \Phi^0_{ik} \frac{B_4 + A_4}{2} \Phi'_{ik} \equiv 0, \qquad \sum_{ik} \Phi^0_{ik} \frac{A_p B_4 + B_p A_4}{2} \Phi'_{ik} \equiv 0,$$
$$\Sigma_{ik} \Phi^0_{ik} A_4 B_4 \Phi^0_{ik} = n_0(-\Sigma_i \delta_{ii}) = -4 n_0.$$

On aura donc

$$(4) \qquad K \mu_0 c (I_1 - 4 n_0) = 0.$$

Or, d'après (3), I_1 est de l'ordre de $\sqrt{n_0}$. Par conséquent, si $\mu_0 \neq 0$, la relation (4) est inadmissible.

2. Pour écarter l'objection relative à la solution d'annihilation, on peut remplacer les équations (1) et (2) par les suivantes, qui font intervenir une cinquième dimension x_4,

$$(1') \qquad \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_4 + A_4}{2} \psi_{ik} = \left[\partial^p \frac{A_p B_4 + B_p A_4}{2} + \partial^4 A_4 B_4 \right] \psi_{ik},$$

$$(2') \qquad \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_4 - A_4}{2} \psi_{ik} = \partial^p \frac{A_p B_4 - B_p A_4}{2} \psi_{ik},$$

ψ est constitué, comme tout à l'heure, par la superposition d'un état ψ^0 et d'un état ψ' non annihilé. On posera

$$\psi^0_{ik} = \Phi^0_{ik} = \sqrt{n_0} (\alpha_4)_{ik},$$
$$\psi'_{ik} = \Phi'_{ik} e^{\frac{2\pi i}{h} \mu_0 c x_4}.$$

On constate alors :

1° que Φ^0 est à la fois solution des équations (1′) et des équations (2′);

2° que Φ' obéit toujours aux équations (1) et (2) obtenues en remplaçant $\partial_4 \psi'$ par $K \mu_0 c \psi'$. La difficulté relative à la solution d'annihilation est ainsi écartée.

Cherchons maintenant à établir l'équation en I_1. Pour cela, multiplions (1′) par $\Sigma_{ik} \psi^0_{ik}$ à gauche, et faisons apparaître à droite la somme $\psi = \psi^0 + \psi'$. On obtient

$$\partial_n \Sigma_{ik} \psi^0_{ik} A_4 B_4 \psi'_{ik} = K \mu_0 c \Sigma_{ik} \psi^0_{ik} A_4 B_4 \psi'_{ik} = K \mu_0 c I_1 = 0,$$

c'est-à-dire

$$I_1 = 0 \quad \text{si } \mu_0 \neq 0.$$

Cette conclusion est bien en accord avec le développement de la théorie.

3. *Application à l'interaction.* — L'hamiltonien d'interaction photon-électron est le produit scalaire de l'opérateur courant-densité de la théorie de Dirac par le quadrivecteur potentiel relatif au photon. Si le mouvement de l'électron fait intervenir un très grand nombre de quanta, c'est-à-dire si, même en présence d'interaction, sa fonction d'onde obéit approximativement à une équation de Dirac, on pourra écrire

$$(5) \qquad \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_4 + A_4}{2} \psi_{ik} = \frac{c}{\varkappa} \left(\partial^t \frac{A_p B_4 + B_p A_4}{2} + \partial^4 A_4 B_4 \right) \psi_{ik}$$
$$+ \varepsilon \left[\rho \frac{A_4 - B_4}{2} + \frac{i}{c} \frac{\vec{B} \vec{A_4} - \vec{A} \vec{B_4}}{2} \right] \psi_{ik},$$

avec $\varkappa = 2\pi i/h$. Le facteur ε est très petit, de l'ordre de $1/\sqrt{n_0}$. Sa présence tient à la définition même des grandeurs électromagnétiques. Pour que celles-ci aient des valeurs finies, on doit poser en effet

$$V = \varepsilon \sum_{ik} \psi^0_{ik} \frac{A_4 - B_4}{2} \psi'_{ik}, \qquad \vec{A} = -\varepsilon \sum_{ik} \psi^0_{ik} \frac{\overrightarrow{BA_4} - \overrightarrow{AB_4}}{2} \psi'_{ik}.$$

La quantité

$$\varepsilon \psi^0_{ik} = \varepsilon \sqrt{n_0} (\alpha_4)_{ik} = K (\alpha_4)_{ik}$$

est alors finie.

D'après les principes mêmes de la théorie du photon, on serait tenté d'associer à l'équation précédente une autre forme où les opérateurs A — B remplaceraient les opérateurs A + B et réciproquement. A l'équation (5) on devrait donc joindre l'équation

$$(6) \qquad \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_4 - A_4}{2} \psi_{ik} = \frac{c}{\varkappa} \left(\partial^p \frac{A_p B_4 - B_p A_4}{2} \right) \psi_{ik} + \varepsilon \left[\rho \frac{A_4 + B_4}{2} + \frac{\vec{i}}{c} \frac{\overrightarrow{BA_4} + \overrightarrow{AB_4}}{2} + \mathcal{J}_4 B_4 A_4 \right] \psi_{ik},$$

$\mathcal{J}_4$ étant l'invariant $\psi^* \alpha_4 \psi$ de la théorie de Dirac.

Or il n'est pas certain que les 32 équations du photon, qui sont compatibles dans le cas du vide, le soient encore en présence d'interaction. Si l'on examine les équations (5) et (6), on s'aperçoit effectivement qu'elles ne sont pas compatibles.

Mais (5) et (6) comprennent des termes qui ne sont pas tous du même ordre de grandeur. En posant $\psi = \psi^0 + \psi'$, les seuls termes finis de (5) et de (6) seront les suivants :

$$(7) \qquad \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_4 + A_4}{2} \psi'_{ik} = \frac{c}{\varkappa} \left(\partial^p \frac{A_p B_4 + B_p A_4}{2} + \partial^4 A_4 B_4 \right) \psi'_{ik} + \varepsilon \left[\rho \frac{A_4 - B_4}{2} + \frac{\vec{i}}{c} \frac{\overrightarrow{BA_4} - \overrightarrow{AB_4}}{2} \right] \psi^0_{ik},$$

$$(8) \qquad \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_4 - A_4}{2} \psi'_{ik} = \frac{c}{\varkappa} \left(\partial^p \frac{A_p B_4 - B_p A_4}{2} \right) \psi'_{ik} + \varepsilon \left[\rho \frac{A_4 + B_4}{2} + \frac{\vec{i}}{c} \frac{\overrightarrow{BA_4} + \overrightarrow{AB_4}}{2} + \mathcal{J}_1 A_4 B_4 \right] \psi^0_{ik},$$

les autres termes étant soit nuls, soit négligeables, c'est-à-dire de l'ordre de ε (termes en $\varepsilon\psi'$).

Pour examiner la compatibilité de (7) et de (8), appliquons à (7) l'opérateur

$$\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_4 - A_4}{2} - \frac{c}{\varkappa} \partial^p \frac{A_p B_4 - B_p A_4}{2} - \varepsilon \left[\rho \frac{A_4 + B_4}{2} + \frac{\vec{i}}{c} \frac{\overrightarrow{BA_4} + \overrightarrow{AB_4}}{2} + \mathcal{J}_1 B_4 A_4 \right].$$

On obtient après calculs

$$\mu_0 \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_4 - A_4}{2} \psi' - \partial^p \frac{A_p B_4 - B_p A_4}{2} \psi' \right) = 0,$$

à condition de poser

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{i} = 0. \tag{9}$$

Cette relation de conservation étant supposée réalisée, les équations du système photon + électron dans le cas où le mouvement de l'électron fait intervenir un grand nombre de quanta seront donc :

d'une part, les équations (7);

d'autre part, les équations (8) sans termes d'interaction, c'est-à-dire

$$\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_4 - A_4}{2} \psi'_{ik} = \frac{c}{\chi} \partial^p \frac{A_p B_4 - B_p A_4}{2} \psi'_{ik}. \tag{8'}$$

On vérifie aisément ce résultat d'après les équations des champs. (7) et (8′) sont identiques aux équations dans le vide à l'exception de

$$\operatorname{div} E = K^2 \rho_0^2 c^4 V + 4\pi C\rho, \qquad -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \operatorname{rot} \vec{H} = K^2 \mu_0^2 c^2 \vec{A} + 4\pi C \frac{\vec{i}}{c}.$$

Il est évident, sous cette forme, que (8′) (équations sans termes de masse, en particulier équations de Lorentz) découle de (7) si (9) est réalisée.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les projections des systèmes orthonormaux de l'espace hilbertien.* Note de M. **Gaston Julia.**

Dans l'espace hilbertien $\mathcal{H}$ on considère une variété linéaire fermée quelconque h, à *une infinité de dimensions*. On se propose de déterminer, par des opérations effectuées *dans* h seule, tous les systèmes infinis de vecteurs A_k de h, qui sont la projection sur h d'un système orthonormal de $\mathcal{H}$, complet ou incomplet.

1. Soit $(\mathcal{E}_k)$ une base orthonormale [1] de $\mathcal{H}$, dont la projection sur h fournit les $A_k = P_h \mathcal{E}_k$ $(k = 1, 2, \ldots, \infty)$. Le vecteur $X = \Sigma x_k \mathcal{E}_k$ se projette suivant $P_h X = \Sigma x_k A_k$, série fortement convergente pour tout système de x_k tel que $\Sigma |x_k|^2 < +\infty$. Dans l'espace hilbertien h, dont (e_k) est une base ON arbitraire, les A_k définissent un opérateur borné Ax, pour tout $x = \Sigma x_k e_k$ de h, en posant $Ax = \Sigma x_k A_k$; $(A e_k = A_k)$; A opère dans h, ses valeurs appartenant à h; pour tout x, $\|\Sigma x_k A_k\|^2 \leq \|\Sigma x_k \mathcal{E}_k\|^2 = \|X\|^2 = \|x\|^2$, et pour les X de $\mathcal{H}$ *situés dans* h, on aura $\|\Sigma x_k A_k\|^2 = \|X\|^2 = \Sigma |x_k|^2 = \|x\|^2$, x étant le point de h de mêmes x_k que X. Donc $M_A = 1$.

Envisageons un opérateur J, isométrique dans $\mathcal{H}$, transformant $\mathcal{H}$ en h, par $JX = x$, $(J\mathcal{E}_k = e_k$; $k = 1, 2, \ldots, \infty)$. Dans tout $\mathcal{H}$ on a $J^* J = 1$, $JJ^* = P_h$; on a aussi $J^* x = X$, $(J^* e_k = \mathcal{E}_k)$, montrant que J^* transforme h en $\mathcal{H}$; $JX = 0$ n'ayant de solution que $X = 0$, $JJ^* = P_h$ montre que $J^*(\mathcal{H} - h) = 0$, J^* s'annulant sur la variété $\mathcal{H} - h$ complémentaire de h. Par J, h se transforme isométriquement en $w = J(h)$, variété linéaire fermée $< h$, admettant pour

[1] En abrégé ON = orthonormal; ONC = orthonormal complet.

base ONC les $J e_k$; $\mathcal{H}-h$ se transforme en $h-w$ (²) ayant même nombre de dimensions, car J respecte l'orthogonalité et l'indépendance. La relation $\mathcal{E}_k = A_k + B_k = P_h \mathcal{E}_k + P_{\mathcal{H}-h}\mathcal{E}_k$, suivie de $J\mathcal{E}_k = JP_h\mathcal{E}_k + JP_{\mathcal{H}-h}\mathcal{E}_k$, avec $JP_h\mathcal{E}_k \in w$ et $JP_{\mathcal{H}-h}\mathcal{E}_k \in h-w$, montre que $JA_k = JP_h\mathcal{E}_k = P_w J\mathcal{E}_k = P_w e_k$, d'où résulte $A_k = A e_k = J^\star P_w e_k$ pour $k = 1, 2, \ldots, \infty$, c'est-à-dire $A = J^\star P_w$. Or $w = J(h)$, $h-w = J(\mathcal{H}-h)$ entraînent $h = J^\star(w)$, $\mathcal{H}-h = J^\star(h-w)$, et l'on a vu que $J^\star(\mathcal{H}-h) = 0$. $J^\star$ est un opérateur *isométrique dans h*, faisant correspondre $x = \Sigma x_k e_k$ de h à $X = \Sigma x_k \mathcal{E}_k$ de $\mathcal{H}$ par $X = J^\star x$; il transforme w en h, $h-w$ en $\mathcal{H}-h$, il s'annule sur $\mathcal{H}-h$. L'opérateur A défini par les A_k a donc *nécessairement* la forme simple $A = J^\star P_w$, où $J^\star$ est défini, à un opérateur unitaire près de w, par la donnée de w et de h. Mais, seules les valeurs de $J^\star$ dans w important, on peut sans inconvénient remplacer $J^\star$ par $\mathcal{J}_1$ *égal à* $J^\star$ *dans* w *et tel que* $\mathcal{J}_1(h-w) = 0$. Cet $\mathcal{J}_1$ n'opère que dans h, *ses valeurs restant dans h*. On reconnaît aisément que $\mathcal{J}_1 = J^\star P_w$ dans tout h, donc $\mathcal{J}_1 P_w = \mathcal{J}_1$, d'où résultent dans tout h les relations $\mathcal{J}_1\mathcal{J}_1^\star = J^\star P_w J = 1$, [car $J(h) = w$ donne $P_w J = J$ dans h], et $\mathcal{J}_1^\star \mathcal{J} = P_w J J^\star P_w = P_w P_h P_w = P_w$ (car $w \subset h$).

Tout système A_k de h, projection d'un système ONC, $\mathcal{E}_k$, de $\mathcal{H}$, est donc nécessairement donné par $A_k = A e_k$ (e_k base ON arbitraire de h) avec $A = \mathcal{J}_1$, $\mathcal{J}_1$ opérant dans h, isométrique dans w, $h = \mathcal{J}_1(w)$, $\mathcal{J}_1(h-w) = 0$, avec $\mathcal{J}_1\mathcal{J}_1^\star = 1$, $\mathcal{J}_1^\star\mathcal{J}_1 = P_w$. dans h. $h-w$ a mêmes dimensions que $\mathcal{H}-h$. Il en résulte que $A^\star = \mathcal{J}_1^\star$ et $A^\star A = P_w$; la borne supérieure exacte de $A^\star A$ est 1, sa borne inférieure est 0; il en est de même des bornes de $\|Ax\|$ pour $\|x\| = 1$ dans h, et ses bornes sont atteintes. On a évidemment $AA^\star = 1$ dans h.

2. *Réciproquement*, soit w une variété linéaire fermée quelconque à ∞ dimensions, contenue dans h, *telle que* $\mathcal{H}-h$ *ait même nombre de dimensions que* $h-w$. Soient (ε_k) une base ON de w; (ε'_k) une base ON de $h-w$; (e_k) une base ON de h; (e'_k) une base ON de $\mathcal{H}-h$; les relations $\mathcal{J}(\varepsilon_k) = e_k$, $\mathcal{J}(\varepsilon'_k) = e'_k$ définissent un opérateur $\mathcal{J}$ isométrique dans h, dont les valeurs couvrent $\mathcal{H}$. En ajoutant $\mathcal{J}(\mathcal{H}-h) = 0$, c'est-à-dire $\mathcal{J}X = \mathcal{J}P_h X$, $\mathcal{J}$ est défini, continu et borné, dans $\mathcal{H}$, et il y satisfait aux relations $\mathcal{J}^\star e_k = \varepsilon_k$, $\mathcal{J}^\star e'_k = \varepsilon'_k$, $\mathcal{J}\mathcal{J}^\star = 1$, $\mathcal{J}^\star\mathcal{J} = P_h$ ($\mathcal{J}^\star$ est un J du n° 1). $\mathcal{J}$ transforme isométriquement h en $\mathcal{H}$ (³); la base ON (e_k) de h se transforme en une base ON $(\mathcal{E}_k)$ de $\mathcal{H}$; $\mathcal{J} e_k = \mathcal{E}_k$. La relation $e_k = P_w e_k + P_{h-w} e_k$ donne $\mathcal{J} e_k = \mathcal{J}P_w e_k + \mathcal{J}P_{h-w} e_k$, où les 2 termes à droite sont respectivement dans h et dans $\mathcal{H}-h$. Donc $\mathcal{J}P_w e_k = P_h \mathcal{J} e_k = P_h\mathcal{E}_k$, c'est-à-dire que les $A_k = A e_k = \mathcal{J}P_w e_k$ fournissent un système (A_k) de h, projection d'un système ONC $(\mathcal{E}_k)$ de $\mathcal{H}$. *Sans changer les valeurs de* A, on peut restreindre $\mathcal{J}$ à h en lui substituant $\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}P_w$ et l'on voit que *l'expres-*

(²) $h-w$ est la variété complémentaire de w dans h; c'est l'ensemble des vecteurs de h orthogonaux à w.

(³) w devient $\mathcal{J}(w) = h$, et $h-w$ devient $\mathcal{J}(h-w) = \mathcal{H}-h$.

sion $A = \mathcal{J}_1$, *donnée au n° 1, fournit tous les systèmes* (A_k) *cherchés lorsqu'on prend pour* w *une variété linéaire fermée quelconque de* h, *à* ∞ *dimensions, telle que* $h - w$ *ait mêmes dimensions que* $\mathcal{H} - h$, $\mathcal{J}_1$ étant l'opérateur le plus général de h transformant w en h isométriquement, et $h - w$ en o, $[\mathcal{J}_1(\varepsilon_k) = e_k$, $\mathcal{J}_1(\varepsilon'_k) = 0]$. La condition du n° 1 est donc suffisante [4].

3. La condition $A^\star A = P_w$, vérifiée par A, opérateur borné de h, jointe à $[\Delta_A] = h$, et à l'égalité des dimensions de $h - w$ et de $\mathcal{H} - h$, équivaut à $A = \mathcal{J}_1$, $\mathcal{J}_1$ ayant les propriétés du n° 2. En effet, de

$$(x, A^\star A x) = \|Ax\|^2 = (x, P_w x) = \|P_w x\|^2,$$

valable dans tout h, on tire $A(h - w) = 0$, donc $Ax = AP_w x$; et pour tout $y \in w$, on a $A^\star A y = y$, donc $\|Ay\| = \|y\|$. A est isométrique dans w, nul dans $h - w$; il transforme w en une variété fermée, qui est h si $[\Delta_A] = h$. On a aussi $\Delta_{A^\star} = w$. On a donc, dans w, $Ay = \mathcal{J}_1 y$, $\mathcal{J}_1$ ayant les propriétés du n° 2, et $Ax = \mathcal{J}_1 P_w x$ dans tout h, c'est-à-dire $A = \mathcal{J}_1 P_w = \mathcal{J}_1$, qui est l'expression donnée au n° 2.

4. La méthode des n°s 1 et 2 conduit aussi à l'expression de tous les $A_k(k, 1, 2, \ldots, \infty)$, projection sur h d'un système ON *incomplet* E_k de $\mathcal{H}$. Les E_k appartiennent à un système complet $\mathcal{E}_i$. Nous poserons $E_k = \mathcal{E}_{i_k}$. L'application à h du J du n° 1, en conservant toutes les notations du n° 1, les E_k remplaçant les $\mathcal{E}_k$ de ce numéro, conduira à $A_k = J^\star P_w e_{i_k}$. En outre, les $e_{i_k}(k = 1, 2, \ldots, \infty)$ dérivent des e_k par un opérateur J_1, défini dans h, où il est isométrique; $J_1 e_k = e_{i_k}$; J_1 transforme h en $w_1 = J_1(h) = [e_{i_1}, e_{i_2}, \ldots]$. On a dans h, $J_1^\star J_1 = 1$, $J_1 J_1^\star = P_{w_1}$; $J_1^\star$ est isométrique dans w_1, qu'il transforme en h, et $J_1^\star(h - w_1) = 0$. En définitive $A_k = A e_k = J^\star P_w J_1 e_k$, c'est-à-dire $A = J^\star P_w J_1$. Mais les valeurs de $J^\star$ débordent h et remplissent $\mathcal{H}$; par le raisonnement du n° 2, on pourra, sans changer A, remplacer $J^\star$ par $\mathcal{J}_1$, défini dans h, isométrique dans w, $h = \mathcal{J}_1(w)$, avec $\mathcal{J}_1(h - w) = 0$, comme au n° 2. $\mathcal{J}$ est égal à $J^\star$ dans w et, dans tout h, $\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_1 P_w$. On a alors nécessairement $A = \mathcal{J}_1 J_1$.

Réciproquement, si $A = \mathcal{J}_1 J_1$, on peut, sans changer A ni les $A_k = A e_k$, remplacer $\mathcal{J}_1$ par $\mathcal{J}$ tel que $\mathcal{J}$ et $\mathcal{J}_1$ soient égaux, donc isométriques, dans w, qu'ils transforment en h, $\mathcal{J}$ restant isométrique dans $h - w$ et tel que $\mathcal{J}(h - w) = \mathcal{H} - h$. $\mathcal{J}$ possède les propriétés signalées au n° 2; on en déduit $\mathcal{J} e_{i_k} = \mathcal{E}_{i_k}$ puis $\mathcal{J}_1 J_1 e_k = \mathcal{J} P_w J_1 e_k = \mathcal{J} P_w e_{i_k} = P_h \mathcal{E}_{i_k}$; donc les A_k sont les projections sur h du système ON incomplet $\mathcal{E}_{i_k}$.

En définitive tous les A_k cherchés s'obtiennent par $A_k = A e_k$, avec $A = \mathcal{J}_1 J_1$; J_1 est un opérateur isométrique dans h, transformant h en $w_1 \subset h$ [5]; w est une

---

[4] Notons que $\mathcal{J}_1^\star$, adjoint de $\mathcal{J}_1$, est *l'opérateur isométrique dans* h le plus général transformant h en w.

[5] Lorsque $w_1 = h$, J_1 est unitaire dans h et l'expression de A se ramène à celle du n° 2.

variété linéaire fermée quelconque $\subset h$ et telle que $h - w$ ait mêmes dimensions que $\mathcal{H} - h$; $\mathcal{J}_1$ ([6]) est un opérateur quelconque ayant les propriétés du n° 1. w_1 est une variété linéaire fermée quelconque, à ∞ dimensions, intérieure à h; car, pour chacune de ces w_1 existent une infinité d'opérateurs J_1 convenant au problème posé [prendre un système ONC de h, (e_k), composé d'une base ON de $h - w_1$ et d'une base $[e_{i_1}, e_{i_2}, \ldots]$ de w_1; alors $J_1 e_k = e_{i_k}$ définit un J_1].

5. L'expression précédente de A, $A = \mathcal{J}_1 J_1 = \mathcal{J}_1 P_w J_1$, permet d'apprécier aisément M_A. Si x décrit h, $y = J_1 x$ décrit w_1, avec $\|y\| = \|x\|$. *w_1 et w étant indépendantes l'une de l'autre*, le point $z = P_w y$ décrira tout ou partie de w, et en comparant $\|P_w y\|$ à $\|y\|$, deux cas seulement sont possibles :

a. w_1 et w sont disjointes et aucune suite y_i de w_1 n'est asymptote à w, c'est-à-dire n'est telle que $\|P_w y_i\| : \|y_i\| \to 1$; alors $\|P_w y\| : \|y\|$ reste $\leqq \alpha < 1$, lorsque y décrit w_1;

b. w_1 et w ont en commun un point $\neq 0$, ou bien w_1 contient une suite y_i asymptote à w; alors la borne supérieure exacte de $\|P_w y\| : \|y\|$ dans w_1 est 1; elle est atteinte ou ne l'est pas suivant que se réalise la 1re circonstance ou la 2e.

Enfin $\|\mathcal{J}_1 z\|$ étant toujours $= \|z\|$, pour $z \in w$, on conclut que : dans le cas a, $M_A = \alpha < 1$, et dans le cas b, $M_A = 1$.

6. Nous montrerons ultérieurement comment on peut, sur une suite A_k, *donnée à priori dans h*, reconnaître si elle rentre dans l'une des deux classes $A = \mathcal{J}_1$ ou $A = \mathcal{J} J_1$ étudiées précédemment, c'est-à-dire si elle est projection sur h d'un système ON complet ou incomplet de $\mathcal{H}$; nous en tirerons d'importantes conséquences sur la structure des opérateurs bornés de h.

IMMUNOLOGIE. — *Antiferments d'origine naturelle dans le sérum sanguin des animaux. Anticorps véritable et principe antizymique normal.* Note de M. **Gaston Ramon**.

Dans de précédentes Communications nous avons, d'une part, montré qu'un ferment microbien tel que la gélatinase tétanique peut être transformé, selon le principe fondamental d'obtention des anatoxines, des anavenins etc. en *anaferment*, lequel est capable, lorsqu'il est injecté à l'animal d'expériences, de provoquer l'apparition, dans ses humeurs, d'un antiferment possédant le pouvoir de neutraliser, spécifiquement, l'activité diastasique du ferment correspondant ([1]). D'autre part, nous avons fait connaître que certains animaux, spécialement les Bovidés, peuvent recéler, dans leur sérum, ce même anti-

---

([6]) On peut encore poser $\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_2^*$, $\mathcal{J}_2$ étant l'opérateur de h, isométrique dans h, le plus général, transformant h en w.

([1]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 253.

ferment, acquis par eux, non pas artificiellement mais *naturellement*, selon un mécanisme que nous avons précisé (²).

Poursuivant nos investigations en ce domaine, nous avons recherché si le sérum d'animaux appartenant à différentes espèces est susceptible de renfermer, dans les conditions naturelles, des antiferments autres que celui dirigé contre la gélatinase du bacille tétanique. C'est ainsi que, dans les essais que nous allons relater, nous avons étudié les propriétés de divers sérums *normaux* à l'égard de l'effet diastasique produit, non plus par la protéase gélatinolytique d'un microbe pathogène comme le bacille tétanique, mais par la gélatinase d'un germe saprophyte, le bacille *Subtilis*.

Comme source de gélatinase *Subtilis*, nous avons eu recours au filtrat (sur bougie de porcelaine) d'une culture de ce germe semé dans notre bouillon à base de digestion papaïnique de viande de Cheval, additionné de levure (5 ‰), de glucose (2 ‰) et de maltose (6 ‰) (³). Au bout de 8 jours de végétation à 35°, la culture ainsi conduite fournit, après filtration, un liquide débarrassé de microbes qui provoque, en 4 heures à 45°, la lyse de 1^{cm^3} de gélatine à 3 %, sous le volume de 1/50 de centimètre cube par exemple. Un tel filtrat renferme donc, suivant la convention que nous avons établie précédemment (pour la gélatinase tétanique), 50 unités gélatinolytiques par centimètre cube.

Pour mettre en évidence et pour évaluer la propriété antigélatinolytique éventuelle des sérums à l'égard de la gélatinase du *B. subtilis*, nous avons suivi une technique semblable à celle que nous avons utilisée antérieurement dans des essais de même nature (¹). Des tubes contenant 1^{cm^3} de gélatine à 3 % sont additionnés respectivement de volumes variables du sérum à examiner, 1^{cm^3}, 1/3, 1/10, 1/30, 1/100, 1/300, 1/1000, 1/3000, 1/10000 de centimètre cube etc. Après quelques instants de contact, on ajoute dans tous les tubes une même quantité de filtrat de *B. subtilis* renfermant, par exemple, 3 unités gélatinolytiques. On expose alors le mélange durant 4 heures à 45°, puis on porte à la chambre froide (+2, +4°) durant plusieurs heures. Au bout de ce laps de temps, on examine les tubes afin de constater la présence ou l'absence de gélatinolyse et l'on note quelle est la plus petite quantité de sérum qui a empêché la gélatinolyse, cette quantité mesurant le pouvoir inhibiteur du sérum à l'égard de l'action diastasique de la gélatinase du *B. subtilis*.

Des essais que nous avons ainsi pratiqués, il résulte que les nombreux sérums analysés (sérum de Cheval, de Bœuf, de Mouton, sérums humains) possédaient tous le pouvoir d'empêcher la gélatinolyse que la protéase du *B. subtilis* est capable de produire. En règle très générale, il suffit de 1/1000 de centimètre cube de ces sérums pour annihiler, dans les conditions de nos expériences, l'action gélatinolytique de la dose de filtrat de *B. subtilis* utilisée.

Mais la propriété des sérums normaux qui leur permet d'inhiber la gélatinase du *B. subtilis* est-elle la manifestation d'un véritable anticorps analogue dans ses caractères immunologiques à celui qui, acquis naturellement par le bœuf, artificiellement par le Cheval, neutralise spécifiquement la gélatinase du germe tétanique ?

(²) *Ibid.*, **218**, 1944, p. 535.

(³) G. Ramon et Mlle G. Amoureux, *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 304; G. Ramon, Mlle Amoureux, et J. Pochon, *ibid.*, **213**, 1941, p. 336.

Les faits que nous avons observés permettent de répondre à cette question par la négative.

Tout d'abord, les sérums normaux examinés, qu'il s'agisse de sérums de Cheval, de sérums de Bœuf, ou encore de sérums humains, montrent, à l'encontre de la gélatinase du *B. subtilis*, une puissance inhibitrice qui est sensiblement de même ordre de l'un à l'autre. Or les véritables anticorps sont loin d'avoir une telle fixité; ils offrent au contraire, dans leur valeur, une grande variabilité suivant les espèces et suivant les sujets. Il en est ainsi des antitoxines; il en est également ainsi de l'anticorps neutralisant le ferment gélatinolytique du bacille tétanique; le taux de cet anticorps présente des fluctuations variées aussi bien chez le bœuf qui jouit de l'immunité naturelle, que chez le Cheval immunisé artificiellement.

Sans doute la propriété des sérums normaux d'empêcher la gélatinolyse par le filtrat du *B. subtilis* paraît-elle faire preuve, au premier abord, d'une certaine spécificité, puisqu'elle ne s'exerce pas dans les mêmes conditions contre la gélatinase tétanique. Cependant cette spécificité est toute relative, les mêmes sérums s'opposant, ainsi que nous avons pu nous en rendre compte, à la gélatinolyse par d'autres ferments protéolytiques, tels que la papaïne. L'action inhibitrice de nos sérums à l'égard de l'effet diastasique de la protéase du *B. subtilis* est donc loin d'avoir la spécificité qui est l'un des caractères essentiels de l'anticorps proprement dit, engendré *in vivo* par l'antigène correspondant.

Lorsque l'on a affaire à un anticorps véritable, celui-ci présente le plus souvent différentes propriétés décelables chacune par une réaction immunologique appropriée : précipitation, floculation etc.; de plus il est accompagné, le plus ordinairement, par d'autres anticorps décelables, eux aussi, par des épreuves immunologiques *in vitro* ou *in vivo*. C'est ainsi, par exemple, que l'anticorps dirigé contre la gélatinase tétanique s'accompagne de l'existence de l'antitoxine tétanique, qui est dévoilée par la floculation ou par l'expérience chez l'animal. Cet anticorps peut d'ailleurs, ainsi que nous l'avons signalé, provoquer pour son propre compte une floculation indépendante de la floculation toxine-antitoxine. Or, jusqu'ici, nous n'avons pu découvrir de propriétés précipitante, floculante ou autre, traduisant la présence d'un anticorps vrai dans les sérums normaux de Cheval, de Bœuf, qui pourtant manifestent un pouvoir inhibiteur si élevé vis-à-vis de la gélatinase du *B. subtilis*.

Un certain nombre de faits encore s'opposent à toute assimilation entre le principe des sérums normaux qui contrarie la gélatinolyse par la protéase du *B. subtilis* et un véritable anticorps. Nous y reviendrons plus tard et ailleurs. Citons cependant celui-ci, particulièrement démonstratif, qu'il nous a été donné d'observer tout récemment : une jument hyperimmunisée pour la production du sérum antidiphtérique met bas un poulain. Des dosages répétés, effectués chaque semaine dans le sérum de la mère et dans celui de son rejeton, ont montré qu'ainsi qu'il est de règle pour les anticorps vrais, l'antitoxine diphté-

rique qui est à un taux moins élevé dans le sérum du poulain que dans celui de la jument, baisse graduellement de semaine en semaine chez les deux animaux. Par contre, le pouvoir d'inactiver la gélatinase du *B. subtilis* qui, dès le premier dosage, s'était révélé exactement de même ordre, chez l'un comme chez l'autre, reste immuable dans la suite. Cette constatation, jointe à d'autres semblables, nous autorise à considérer le pouvoir inactivant comme l'attribut d'un principe normal entrant dans la constitution des sérums.

L'ensemble des faits recueillis au cours de nos recherches permet d'établir, du *point de vue de l'immunologie*, une distinction nette entre :

1° *l'antiferment capable de s'opposer d'une façon rigoureusement spécifique* à une diastase telle que la gélatinase du bacille tétanique. Cet antiferment est un véritable anticorps. Il en possède les caractères essentiels. Il peut exister à un taux très variable chez les individus et exige, pour apparaître et se développer, l'intervention d'un antigène qui n'est autre que le ferment lui-même, ce ferment s'introduisant d'une manière naturelle par la voie digestive chez certains animaux de l'espèce bovine en particulier, ou étant apporté artificiellement par l'expérimentateur; il en est ainsi chez le Cheval qui reçoit en injection sous-cutanée l'antigène-ferment sous sa forme dérivée, l'anaferment.

2° *la propriété antizymique* (c'est avec intention que nous employons ce qualificatif utilisé en chimie bien avant l'ère immunologique), telle que celle que l'on retrouve, avec une valeur quasi invariable, dans les sérums de tous les animaux d'une même espèce ou même de plusieurs espèces et qui n'ayant qu'une spécificité toute relative, s'exerce aussi bien contre la gélatinase du *B. subtilis* que contre d'autres protéases, celles de la papaïne, de la pepsine par exemple. Cette propriété relève d'un *principe inné, constituant normal des sérums*, dont la présence n'est pas subordonnée à l'intervention de l'antigène spécifique et qui n'est pas soumis aux lois de l'immunologie ([4]).

Entre *le principe antizymique normal* et *l'anticorps antidiastasique acquis* il n'existe, immunologiquement parlant, d'autre trait commun que l'effet, en apparence identique, qu'ils produisent l'un et l'autre sur le ferment pour en contrarier l'action ([5]).

Nos recherches et leurs résultats contribuent ainsi à éclaircir une question qui, il y a peu de temps encore, était considérée comme très obscure ([6]). Le problème demeure cependant posé, du point de vue de la chimie, de savoir

---

([4]) Il y a quelques années déjà, nous avions avec R. Richou établi une semblable distinction entre l'hémolysine *normale* et l'hémolysine *acquise* (C. Ramon et R. Richou, *C. R. Soc. Biol.*, **113**, 1933, p. 1423).

([5]) Il n'est pas exclu que l'anticorps véritable et le principe antizymique normal, dirigés tous deux contre un même ferment tel que la gélatinase du *B. subtilis*, puissent coexister, indépendamment l'un de l'autre, dans certaines conditions chez le même animal. Nous reviendrons plus tard sur ce point.

([6]) Jules Bordet, *Traité de l'Immunité*, 1939, p. 447.

à quels éléments du sérum correspondent d'une part l'anticorps antidiastasique, d'autre part le principe antizymique, dont l'immunologie nous révèle l'indépendance.

CORRESPONDANCE.

L'**Assemblée des Professeurs du Muséum d'Histoire naturelle** invite l'Académie à désigner un de ses Membres pour la représenter à la Commémoration du bi-centenaire de la naissance de **Lamarck**.

M. **Maurice Caullery** est désigné.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Approximation des nombres algébriques et points pseudo-entiers des courbes algébriques*. Note de M. **Claude Chabauty**, présentée par M. Élie Cartan.

Appelons *pseudo-entier* par rapport à un entier algébrique α, chaque nombre algébrique qui devient entier quand on le multiplie par une puissance naturelle convenable de α. Un point est pseudo-entier par rapport à α, si toutes ses coordonnées le sont. Appelons *courbe de Siegel* toute courbe algébrique autre que les unicursales qui ont deux points à l'infini distincts au plus. J'ai donné antérieurement (¹) le principe d'une démonstration nouvelle du théorème de Siegel sur les points entiers des courbes algébriques, et indiqué qu'elle s'étend aux points pseudo-entiers, de sorte qu'on a le résultat suivant :

I. *Sur une courbe de Siegel, quel que soit le choix de l'entier algébrique α et du corps algébrique de degré fini* K, *il n'y a qu'un nombre fini de points de* K, *pseudo-entiers par rapport à α.*

Je vais ici, en donnant quelques indications complémentaires sur sa démonstration, montrer qu'elle permet aussi d'établir que :

II. *Sur une courbe de Siegel et dans un corps algébrique de degré fini* K, *le nombre de points pseudo-entiers, par rapport à l'entier α de* K, *est* $\leq C^{\nu(\alpha)}$, *où* C *est une constante indépendante de α, et $\nu(\alpha)$ le nombre d'idéaux premiers distincts de* K *qui divisent α.*

Il en résulte facilement que ce nombre est encore $O[(\text{norme}\ \alpha)^{\varepsilon}]$, quelle que soit la constante $\varepsilon > 0$.

Pour démontrer d'abord ces théorèmes pour une *courbe de Thue* [courbe définie par une équation $\Phi(x, y) = \text{const.}$, où Φ est une forme dont la décomposition contient au moins trois facteurs linéaires distincts], on peut étendre les résultats de Mahler relatifs à l'approximation d'un nombre algébrique par des nombres rationnels (²), au cas de l'approximation par des nombres d'un corps algébrique de degré fini. Comme l'avait prévu Mahler [(²), Chap. I, p. 692],

(¹) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 336.

(²) *Math. Annal.*, **107**, 1933, p. 691; **108**, 1933, p. 37.

il n'y a pas pour cela à changer sensiblement les principes de la méthode de Thue Siegel-Mahler.

Soient K un corps algébrique de degré fini m, θ un nombre algébrique de degré n sur K. Pour deux entiers X, Y, de K, désignons par $\overline{|X, Y|}$ le maximum de la valeur absolue ordinaire de X, Y, et de leurs conjugués. D'autre part, soit $|\xi|_i$, $i \in \mathcal{V}$ une désignation biunivoque de la valeur absolue ordinaire et des valeurs absolues $\mathfrak{p}$-adiques ($\mathfrak{p}$ idéal premier de K), convenablement normalisées, quand $\xi \in K$. Quand ξ est un nombre algébrique étranger à K, la même notation désigne un des prolongements, arbitrairement choisi, de la valeur absolue considérée.

On montre alors que : *il n'y a qu'un nombre fini de solutions en entiers* X, Y, *de* K *aux inégalités* $|X/Y - \theta|_i^{\gamma_i} \leq d / \overline{|X, Y|}^{2m\sqrt{n}+\varepsilon}$, $i \in \mathcal{U}$ (*où* $\mathcal{U}$ *est un sous-ensemble fini quelconque de* $\mathcal{V}$, *et où* d *et* ε *sont des constantes* > 0 *quelconques*, γ_i *des constantes* ≥ 0 *dont la somme égale* 1), *et ce nombre est borné par une constante indépendante de* $\mathcal{U}$ *et des* γ_i.

On en déduit que l'*inégalité*

$$\prod_{i \in \mathcal{U}} \operatorname{Min}\left(\left|\frac{X}{Y} - \theta\right|_i, 1\right) \leq \frac{d}{\overline{|X, Y|}^{2m\sqrt{n}+\varepsilon}}$$

n'a qu'un nombre fini de solutions en entiers X, Y *de* K, *et ce nombre est* $\leq C^q$, *où* q *est le nombre d'éléments de* $\mathcal{U}$, *et* C *une constante indépendante de* $\mathcal{U}$.

Considérons alors une courbe de Thue $\Phi(x, y) = \text{const.}$, soit K un corps algébrique de degré fini et supposons que tous les zéros de $\Phi(s, t)$ soient distincts et conjugués par rapport à K. Soit à étudier les points X/Z, Y/Z de cette courbe qui appartiennent à K, et sont pseudo-entiers par rapport à l'entier algébrique α (qu'on peut supposer dans K). Il suffit d'appliquer aux nombres $\Phi(X/Y, 1)$ (ou à leurs conjugués) les résultats précédents, $\mathcal{U}$ étant l'ensemble de la valeur absolue ordinaire et des valeurs absolues y-adiques pour les idéaux premiers y divisant α, pour démontrer I et II relativement à cette courbe et à ce corps, si Φ est de degré suffisamment élevé.

On peut alors utiliser un artifice de rehaussement *explicite*, comme l'a fait Siegel dans des circonstances analogues. Si $x + \alpha y$, $x + \beta y$, $x + \gamma y$ sont trois facteurs linéaires distincts de Φ, on forme la courbe $au^h + bv^h = \text{const.}$, où $u = \sqrt[h]{\lambda(x + \alpha y)/(x + \gamma y)}$, $v = \sqrt[h]{\mu(x + \beta y)/(x + \gamma y)}$, h étant un nombre naturel arbitrairement grand, λ et μ des constantes convenables. On peut choisir h de façon que les conditions du cas particulier précédent soient satisfaites, et qu'on en puisse déduire I et II pour les courbes de Thue sans restriction.

Enfin on passe du cas d'une courbe de Thue à une courbe de Siegel quelconque, comme je l'ai indiqué ([3]), grâce à un lemme de rehaussement qui

([3]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 415.

permet d'associer à toute courbe de Siegel une courbe de Thue, dont les coordonnées du point courant sont, sur la première courbe, des fonctions algébriques, ramifiées à l'infini seulement et cycliquement.

Les démonstrations paraîtront dans un autre Recueil.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une généralisation d'un théorème de Stone.* Note de M. **Roger Godement**, présentée par M. Élie Cartan.

Notations. — G désigne un groupe abélien localement compact, d'éléments x, y, ...; $\hat{G}$ son dual ([1]), d'éléments $\hat{x}$, $\hat{y}$, ...; $(x, \hat{x})$ la fonction réalisant la dualité entre G et $\hat{G}$; $\mathcal{H}$ un espace de Hilbert, non nécessairement séparable, d'éléments X, Y, ...

$U(x)$ est une représentation unitaire de G dans $\mathcal{H}$, donc vérifiant

$$U(x)^* = U(x)^{-1}, \qquad U(xy^{-1}) = U(x)U(y)^{-1}.$$

On la suppose faiblement continue, en sorte que, pour X et Y donnés, la fonction $\big(U(x)X, Y\big)$ est continue sur G. Mais, comme il s'agit d'opérateurs unitaires, la continuité forte en résulte.

Énoncé du théorème. — A chaque ensemble borélien ([2]), $\hat{A} \in \hat{G}$ est associé dans $\mathcal{H}$ un projecteur déterminé $E(\hat{A})$ avec les propriétés suivantes :

1. $$E(\hat{A}) = \begin{cases} 0 & \text{si } \hat{A} \text{ est vide,} \\ 1 & \text{si } \hat{A} = \hat{G}; \end{cases}$$

2. $$E(\hat{A})E(\hat{B}) = E(\hat{B})E(\hat{A}) = E(\hat{A} \cap \hat{B});$$

3. $$E(\hat{A}) = \inf E(\hat{O}) \quad \text{pour } \hat{O} \text{ ouvert } \supset \hat{A};$$

4. $$E(\hat{A}_1 \oplus \ldots \oplus \hat{A}_n \oplus \ldots) = E(\hat{A}_1) \oplus \ldots \oplus E(\hat{A}_n) \oplus \ldots \quad (^3).$$

5. Quels que soient X, Y $\in \mathcal{H}$, la fonction $\mu_{X,Y}(\hat{A}) = \big(E(\hat{A})X, Y\big)$ est une mesure de Radon complexe, et l'on a, quel que soit x,

$$\big(U(x)X, Y\big) = \int_{\hat{G}} (x, \hat{x})\, d\mu_{X,Y}(\hat{x}) = \int_{\hat{G}} (x, \hat{x})\, d\big(E(\hat{x})X, Y\big).$$

Démonstration. — Elle repose sur des considérations déjà employées par F. Riesz ([4]) pour démontrer le théorème de Stone.

([1]) Cf. A. Weil, *Actual. scient. et ind.*, 869, Paris, 1940; spécialement le Chapitre VI.

([2]) C'est-à-dire appartenant au plus petit σ-corps contenant les ouverts de $\hat{G}$. De tels ensembles sont mesurables pour toute mesure de Radon de masse totale finie, positive ou non, définie sur $\hat{G}$.

([3]) $\hat{A}_1 \oplus \ldots \oplus \hat{A}_n \oplus \ldots$ est une réunion d'ensembles disjoints; et $E_1 \oplus \ldots \oplus E_n \ldots$ une somme de projecteurs orthogonaux.

([4]) *Acta Szeged*, 6, 1933, pp. 184-198.

Pour X donné, $f(x) = \big(U(x)X,\ X\big)$ est continue sur G, et de type positif, car, quels que soient $x_1, \ldots, x_n \in G$ et les nombres $a_1, \ldots, a_n$, on a

$$\sum_{i,j} f(x_j^{-1}x_i)\,a_i\bar{a}_j = \sum_{i,j}\big(U(x_j^{-1}x_i)X,\ X\big)\,a_i\bar{a}_j$$
$$= \sum_{i,j}\big(U(x_i)X,\ U(x_j)X\big)\,a_i\bar{a}_j = \Big\|\sum_i a_i U(x_i)X\Big\|^2 \geqq 0.$$

Le théorème de Bochner généralisé ([1]) prouve alors l'existence d'une mesure de Radon *positive* unique $\mu_{X,X}(\hat{A})$ telle que

(1) $$f(x) = \int_{\hat{G}} (x,\ \hat{x})\,d\mu_{X,X}(\hat{x}) \qquad \text{quel que soit } x \in G.$$

Posant

(2) $$4\mu_{X,Y}(\hat{A}) = \mu_{X+Y,\,X+Y}(\hat{A}) - \mu_{X-Y,\,X-Y}(\hat{A}) + i\mu_{X+iY,\,X+iY}(\hat{A}) - i\mu_{X-iY,\,X-iY}(\hat{A}),$$

il vient

(3) $$\big(U(x)X,\ Y\big) = \int_{\hat{G}} (x,\ \hat{x})\,d\mu_{X,Y}(\hat{x}).$$

(1), (2) et l'unicité de $\mu_{X,X}(\hat{A})$ prouvent que $\mu_{X,Y}(\hat{A})$ est, pour $\hat{A}$ donné, une fonctionnelle bilinéaire de X, Y; et, de plus, bornée, car (1) entraîne $\mu_{X,X}(\hat{A}) \leqq \|X\|^2$ et alors (2) prouve que $|\mu_{X,Y}(\hat{A})| \leqq \|X\|.\|Y\|$. Donc il existe un opérateur linéaire borné $E(\hat{A})$ tel que

(4) $$\mu_{X,Y}(\hat{A}) = \big(E(\hat{A})X,\ Y\big).$$

$E(\hat{A})$ vérifie évidemment les propriétés 1 et 5 du théorème; il est hermitien puisque la forme $\big(E(\hat{A})X,\ X\big) = \mu_{X,X}(\hat{A})$ est réelle (et même $\geqq 0$).

L'expression $\int_{\hat{G}} h(\hat{x})\,d\mu_{X,Y}(\hat{x})$ est, quelle que soit la fonction $h(\hat{x})$ bornée et borélienne sur $\hat{G}$, une fonctionnelle bilinéaire bornée de X, Y, donc de la forme (HX, Y) où H est linéaire et borné. On voit aisément que la correspondance entre h et H est multiplicative. On obtient alors 2 en appliquant ce résultat aux fonctions caractéristiques de $\hat{A}$ et $\hat{B}$. En particulier, $E(\hat{A})^2 = E(\hat{A})$, donc $E(\hat{A})$ est un projecteur; et $\hat{A} \subset \hat{B}$ entraîne $E(\hat{A})E(\hat{B}) = E(\hat{A})$, c'est-à-dire $E(\hat{A}) < E(\hat{B})$. 3 résulte alors de la propriété $\mu_{X,X}(\hat{A}) = \inf_{\hat{A} \subset \hat{O}} \mu_{X,X}(\hat{O})$ valable pour toute mesure de Radon. Enfin 2 entraîne l'orthogonalité des projecteurs associés à des A_n disjoints; et l'additivité complète des mesures $\mu_{X,Y}(\hat{A})$ entraîne alors la propriété 4 du théorème, qui est ainsi démontré.

Cas particuliers. — Si G est le groupe additif des nombres entiers, on retrouve la décomposition spectrale des opérateurs unitaires ([5]) par

$$U^n = \int_0^{2\pi} e^{ni\lambda}\, dE_\lambda.$$

Si G est le groupe additif des nombres réels, on retrouve le théorème de Stone par

$$U_t = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\lambda t}\, dE_\lambda.$$

ÉLASTICITÉ. — *Extension du théorème de Clapeyron aux déformations finies.* Note de M. **Pierre Bergeot**, présentée par M. Jean Chazy.

Soit un corps déformable soumis à un système de n forces concentrées X_i, Y_i, Z_i ($i = 1, 2, \ldots, n$). Les points d'application A_i des forces décrivent des trajectoires de coordonnées $u_i(t)$, $v_i(t)$, $w_i(t)$, avec $u_i(0) = v_i(0) = w_i(0) = 0$ pour l'état initial non déformé. On admet une évolution sans transformation sensible de travail en chaleur, sans apparition d'énergie cinétique, ce qui implique une croissance infiniment lente des forces depuis leur valeur initiale zéro.

Lorsque, passant de la configuration initiale à une configuration C_1, les déplacements A_i sont assez petits pour qu'on puisse confondre les trajectoires avec les tangentes à l'origine, lorsque les déformations sont assez petites pour qu'on puisse admettre une croissance linéaire des forces en fonction des déplacements, alors on a le théorème de Clapeyron

$$\Pi(C_1) = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}[X_i u_i + Y_i v_i + Z_i w_i],$$

où $\Pi(C_1)$ désigne l'énergie de déformation pour la configuration C_1. C'est une approximation du premier ordre.

M. Beschkine ([1]) a donné, pour le cas des déplacements non très petits, une formule valable pour une approximation du deuxième ordre.

Nous donnons ci-après une extension générale du théorème de Clapeyron pour le cas des *déformations finies*. On écrit

$$\Pi(C) = \Pi(u_1, v_1, w_1, \ldots, u_n, v_n, w_n) = \Pi(t).$$

Nous supposons Π développable en série de Mac-Laurin uniformément convergente, avec $\Pi(0, \ldots, 0) = 0$ (état initial non déformé).

([5]) Cf. A. Wintner, *Math. Z.*, **30**, 1929, pp. 228-289, où est donnée une démonstration de ce cas analogue à celle du texte.

([1]) *Le Génie civil*, **110**, 1937, p. 437.

Par ailleurs, le théorème sur le travail virtuel extérieur *valable pour les déformations finies* donne $X_i = \partial\Pi/\partial u_i$; pour $u_i = 0$, on a $X_i = 0$, d'où $(\partial\Pi/\partial u_i)_0 = 0$. Donc le développement de Π s'écrit

$$\Pi = \frac{1}{2!}\left[\left[\sum_{i=1}^{n}\left\{u_i\left(\frac{\partial\Pi}{\partial u_i}\right)_0 + \ldots\right\}\right]\right]^{(2)} + \frac{1}{3!}\left[\ldots\right]^{(3)} + \ldots = \Phi_2 + \Phi_3 + \ldots,$$

où Φ_n est une forme homogène de degré n en u, v, w; on a donc

$$X_i = \frac{\partial\Phi_2}{\partial u_i} + \frac{\partial\Phi_3}{\partial u_i} + \ldots = X_i^{(2)} + X_i^{(3)} + \ldots$$

et des expressions analogues pour Y_i et Z_i.

Si l'on remarque qu'on a identiquement

$$\Phi_n(u_1, \ldots, u_n, v_n, w_n) = \sum_{i=1}^{n}\frac{1}{n}\left[X_i^{(n)}u_i + Y_i^{(n)}v_i + Z_i^{(n)}w_i\right],$$

Π s'écrit sous une forme généralisant le théorème de Clapeyron, à savoir

$$\Pi = \sum_{i=1}^{n}\left\{u_i\left(\frac{1}{2}X_i^{(2)} + \frac{1}{3}X_i^{(3)} + \ldots\right) + v_i\left(\frac{1}{2}Y_i^{(2)} + \frac{1}{3}Y_i^{(3)} + \ldots\right) + w_i\left(\frac{1}{2}Z_i^{(2)} + \frac{1}{3}Z_i^{(3)} + \ldots\right)\right\}.$$

Si les déformations sont infiniment petites, Π est limité à la forme quadratique Φ_2, et l'on retrouve le théorème de Clapeyron.

ASTRONOMIE. — *Sur le pôle galactique des étoiles à hélium.* Note de M. **Pierre Guintini**, présentée par M. Ernest Esclangon.

La détermination du plan de condensation d'une catégorie donnée d'astres présente une importance capitale pour les recherches ultérieures et en particulier pour l'étude de la distribution de la matière absorbante.

Les étoiles à hélium, étant à la fois assez éloignées et fortement concentrées dans le plan galactique, se prêtent particulièrement bien à une nouvelle détermination de ce plan. La méthode employée est semblable à celle indiquée par M. Henri Mineur à propos des Céphéides (1).

Le matériel utilisé comprend toutes les étoiles du *Henry Draper Catalogue* de types O et B0 à B5 plus brillantes que la magnitude visuelle 8,25. Les distances provisoires de ces étoiles ont été calculées en adoptant une magnitude absolue M fonction du sous-type spectral et ayant les valeurs suivantes :

Sous-type...	cB.	0.	B0.	B1.	B2.	B3.	B4.	B5.
M.......	−5,5	−4,5	−3,9	−3,6	−3,0	−2,2	−1,9	−1,6

Ces valeurs sont celles indiquées par Stebbins et Huffer (2).

(1) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 528.
(2) *Astrophys. Journ.*, **91**, n° 1, p. 20.

Les distances calculées ont été corrigées de l'absorption de la lumière dans l'espace interstellaire. Pour cela nous avons adopté un coefficient d'absorption de $0^m,35$ par 1000 parsecs, indépendant de la longitude galactique de l'étoile; la densité de la matière absorbante étant supposée répartie suivant une loi de Gauss en fonction de la distance z au plan galactique.

On calcule ensuite les coordonnées x, y, z de chaque étoile par rapport à trois axes galactiques (Oz dirigé vers le pôle galactique d'Ohlsson, Ox intersection du plan galactique et de l'équateur).

Désignons par

$$z = ux + vy + w \qquad \text{(E)}$$

l'équation du plan moyen des étoiles B.

On détermine u, v, w en traitant par les moindres carrés l'ensemble des équations (E) obtenues pour chaque étoile.

Une fois u, v, w obtenus, on aura les coordonnées du pôle galactique des étoiles à hélium par rapport à celui d'Ohlsson par

$$u = -\cos l \operatorname{cotg} b, \qquad v = -\sin l \operatorname{cotg} b;$$

w est la cote du Soleil au-dessus du plan galactique.

J'ai déterminé le pôle galactique des étoiles B en les classant par sous-types et en les divisant par tranches de distances (unité de distance 10^3 parsecs). Les étoiles pour lesquelles $|z| > 300$ parsecs ont été éliminées.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus.

Sous-types.	Limites de distance.	$\bar{r}$.	Nombre d'étoiles.	u.	v.	w.	l.	b.
							°	°
cB, O, B0, B1.	$r > 0,60$	1,41	412	−0,0092	+0,0090	−0,0181	315,8	89,3
B2, B3, B4, B5.	$r > 0,60$	0,83	647	+0,0090	+0,0102	−0,0236	228,5	89,2
» .	$0,3 < r < 0,60$	0,46	582	+0,0571	−0,0129	−0,0267	167,3	86,7
» .	$0,1 < r < 0,30$	0,22	296	+0,1818	−0,0981	−0,0135	151,7	78,3
0 à B5........	$r > 0,60$	1,06	1059	−0,0024	+0,0095	−0,0222	284,0	89,5
»	$r > 0,30$	0,84	1641	+0,0032	+0,0087	−0,0250	249,7	89,5
»	$r > 0,10$	0,75	1937	+0,0049	+0,0082	−0,0234	239,2	89,5

Ces résultats montrent une variation systématique de l et b avec la distance. Les étoiles proches donnent un pôle très nettement différent du pôle galactique d'Ohlsson. Ce résultat avait déjà été indiqué par de nombreux auteurs (ceinture de Gould).

Toutes les valeurs de w obtenues sont négatives, ce qui prouve que le Soleil se trouve au nord du plan moyen des étoiles à hélium, à environ 23 parsecs de ce plan.

La différence entre le pôle galactique de l'ensemble des étoiles à hélium, $\alpha = 12\text{ h }39\text{ min}$; $\delta = +27°,5$, et celui d'Ohlsson, $\alpha = 12\text{ h }40\text{ min}$; $\delta = +28°,0$, est donc assez faible.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur la possibilité d'une oscillation de relaxation du courant et des tensions dans le couplage en série d'une génératrice shunt et d'une génératrice série.* Note de M. **André Guilbert**, présentée par M. Charles Fabry.

Parmi une suite de machines montées en série, la génératrice shunt présente la propriété de réagir par une inversion de polarité lorsque l'on tente de dépasser le courant qu'elle est susceptible de fournir en propre. La génératrice série au contraire se met d'elle-même en série afin d'augmenter le courant qui la traverse. De cet antagonisme résulte, dans certaines conditions, une oscillation du courant et des tensions dans le couplage en série d'une génératrice shumt et d'une génératrice série.

Admettons que D représente une génératrice shunt et S une génératrice série, toutes deux entraînées à vitesse constante; R sera la résistance du circuit qui les relie. Désignons par C_1 et C_2 les caractéristiques externes de D et de S et par OE la droite représentant la chute chimique RI. Pour une valeur de R, le courant et la tension résultante U sont donnés par l'intersection de OE et de C obtenu en additionnant, en regard de chaque abscisse, les ordonnées de C_1 et de C_2. Étudions leurs variations lorsque R décroît de l'infini à zéro.

Lorsque R est compris entre l'infini et une valeur R_T représentée par la pente de la tangente OT à C, OE coupe C en un ou deux points; le point supérieur M représente seul un régime possible et stable.

Au-dessous de R_T, OE ne rencontre plus C et les deux machines se désamorcent après une tentative d'inversion de la polarité de D, qui se traduit en fait par l'inversion de son rémanent. I tombe alors à une valeur très faible ainsi que U.

Si, grâce au choix et au réglage des machines, la tension à vide de D est nettement inférieure à la tension maxima de S, il existe une deuxième branche C' de la caractéristique résultante située dans le quadrant des UI positifs, branche construite à partir de C_2 et de la caractéristique C'_1 de D considéré comme moteur après l'inversion de sa polarité. S'il continue à décroître, R passe alors par une valeur R'_T à partir de laquelle OE rencontre C'. S se réamorce en même temps que D et de son opposition résulte le fonctionnement de D en moteur.

Toutefois, si l'on maintient R au voisinage de R_T, il s'établit une oscillation d'amplitude constante des tensions et du courant, qui s'inversent périodiquement.

L'origine de cette oscillation peut être attribuée à la grande constante de temps des inducteurs de D. Le réamorçage de D est moins rapide que celui de S; le courant croît d'abord, puis descend en même temps que S tend à se désamorcer. La persistance du flux dans D est alors suffisante pour inverser le courant et provoquer le réamorçage de S en *sens contraire*. S et D sont

maintenant en série, mais, dans ces conditions, la marche est instable; D subit une inversion de polarité pour se remettre en opposition et l'état initial se trouve rétabli au signe près.

La période et l'amplitude de l'oscillation sont fonction de R et de la résistance du circuit inducteur de D; nous avons enregistré des périodes de 2 à 4 secondes avec des machines de 5 kW.

L'oscillation électromécanique bien connue, découverte par Paul Janet entre une génératrice série et un moteur à excitation séparée, ne peut en rien être confondue avec cette oscillation de relaxation purement électrique.

MAGNÉTISME. — *Propriétés magnétiques de complexes du cobalt à deux noyaux. Structure du groupe peroxo.* Note de M. **Jean-Paul Mathieu**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les nombres suivants donnent les valeurs de la susceptibilité moléculaire χ_M mesurée [1] à 285°K. pour neuf complexes du cobalt à deux noyaux unis par des ponts de nature diverse.

I. $Br^4[Br(NH^3)^4Co{-}NH^2Co(NH^3)^4OH^2]$ .... $-107 \quad .10^{-6}$

II. $(NO^3)^3[NO^3(NH^3)^4Co{-}NH^2{-}Co(NH^3)^4Br]$ .... $-22,5$

III. $Br^4\left[(NH^3)^4Co\left\langle\genfrac{}{}{0pt}{}{NH^2}{OH}\right\rangle Co(NH^3)^4\right]+4\,OH^2$ .... -117

IV. $(NO^3)^4\left[(NH^3)^4Co\left\langle\genfrac{}{}{0pt}{}{NH^2}{OH}\right\rangle Co(NH^3)^4\right]$ .... -24

V. $(NO^3)^4\left[(NH^3)^4Co\left\langle\genfrac{}{}{0pt}{}{NH^2}{NO^2}\right\rangle Co(NH^3)^4\right]+1\,OH^2$ .... $-66,5$

VI. $(NO^3)^3\left[(NH^3)^4Co\left\langle\genfrac{}{}{0pt}{}{NH^2}{SO^4}\right\rangle Co(NH^3)^4\right]$ .... -26

VII. $(NO^3)^4\left[(NH^3)^4Co\left\langle\genfrac{}{}{0pt}{}{NH^2}{O^2}\right\rangle Co(NH^3)^4\right]+1\,OH^2$ .... $+1250$

VIII. $Br^4\left[(NH^3)^4Co\left\langle\genfrac{}{}{0pt}{}{NH^2}{O^2}\right\rangle Co(NH^3)^4\right]+1\,OH^2$ .... $+970$

IX. $Br^4\left[en^2Co\left\langle\genfrac{}{}{0pt}{}{NH^2}{O^2}\right\rangle Co\,en^2\right]+1\,OH^2$ (en = éthylènediamine) . $+885$

A. Considérons d'abord les composés diamagnétiques I à VI. Si l'on fait la somme des susceptibilités de tous les ions et radicaux diamagnétiques qui sont unis au cobalt pour former le sel complexe, on trouve, par différence entre cette somme et le nombre mesuré, une susceptibilité paramagnétique attribuable au cobalt. Ce paramagnétisme est indépendant de la température. (Le composé III a une susceptibilité constante entre 193°K. et 365°K.) Tandis que, pour les complexes à un noyau, Rosenbohm [2] avait trouvé, par le

(1) B. Cabrera, O. Amiot et H. Colson, *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 1115.
(2) *Zeits. physik. Chem.*, 93, 1919, p. 693.

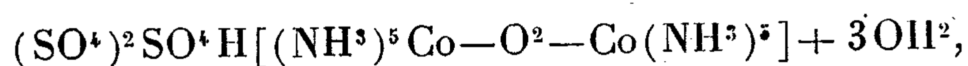
procédé de calcul indiqué ci-dessus, que le paramagnétisme de l'atome Co a une valeur bien constante pour un ion de charge déterminée; quelle que soit sa composition, on ne rencontre pas de régularité de ce genre pour les complexes à deux noyaux, ni dans les séries que nous avons étudiées, ni dans la série diol étudiée par Rosenbohm (*loc. cit.*). On trouve en effet les valeurs suivantes du paramagnétisme résiduel :

I, $+193.10^{-6}$; II, $+217.10^{-6}$; III, $+168.10^{-6}$; IV, $+207.10^{-6}$; V, $+194.10^{-6}$; VI, $+201.10^{-6}$; $Cl^4\left[(NH^3)^4Co\left\langle{OH \atop OH}\right\rangle Co(NH^3)^4\right]+4OH^2$, $+162.10^{-6}$ (³);

$$Br^4\left[en^2Co\left\langle{OH \atop OH}\right\rangle Co\,en^2\right]+2OH^2,\ +234.10^{-6}\ (^3).$$

Pour interpréter ces résultats, on peut penser que les deux atomes de Co du complexe exercent l'un sur l'autre des actions qui dépendent du nombre et de la nature des ponts qui les unissent, et aussi que les valeurs des susceptibilités de ces ponts NH^2, NO^2, OH, SO^4, qui forment dans le complexe plusieurs liaisons de covalence ou de coordinence, ne sont pas celles qui caractérisent ces mêmes groupes lorsqu'ils fonctionnent comme ions ou comme radicaux dans les molécules organiques.

B. Les composés VII à IX, qui contiennent le pont peroxo O^2, sont paramagnétiques. Leurs susceptibilités, corrigées du diamagnétisme des ions et des radicaux (sauf O^2), ont pour valeurs : VII, $+1460.10^{-6}$; VIII, $+1261.10^{-6}$; IX, $+1240.10^{-6}$. L'étude thermique sommaire de ces composés montre que leur paramagnétisme n'est pas constant, mais qu'il suit, en gros, la loi de Curie $\chi_M T = C$. En calculant alors le moment permanent au moyen de la formule $\mu = 2{,}84\sqrt{\chi_M T}$, on trouve les valeurs suivantes, en magnétons de Bohr : VII, 1,83; VIII, 1,71; IX, 1,69. Ces nombres sont voisins de la valeur 1,73 qui correspond au moment de spin d'un électron, et s'éloignent de la valeur 2,83 qui caractérise le paramagnétisme de la molécule O^2 libre. Le même résultat a été obtenu dans l'étude du sel paramagnétique



$$(SO^4)^2SO^4H[(NH^3)^5Co{-}O^2{-}Co(NH^3)^5]+3OH^2,$$

par Gleu et Rehm (⁴), qui ont trouvé $\mu = 1{,}63$.

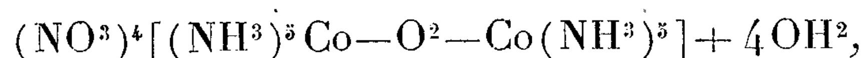
Werner a démontré par voie chimique (⁵) que l'un des deux atomes de cobalt des composés VII à IX a une électrovalence positive égale à 4. Le nombre des électrons que possèdent ces complexes est impair, que les liaisons du pont peroxo soient covalentes ou qu'elles soient coordinatives; le parama-

(³) Nombres de Rosenbohm, corrigés par Jackson (*Phil. Mag.*, **4**, 1927, p. 1070).

(⁴) *Zeits. anorg. Chem.*, **237**, 1938, p. 79.

(⁵) *Annalen der Chem.*, **375**, 1910, p. 61.

gnétisme provient du spin de cet électron isolé et non de l'oxygène. On en a une preuve de plus dans le fait que le composé



$$(NO^3)^4[(NH^3)^5Co-O^2-Co(NH^3)^5]+4OH^2,$$

qui contient un pont peroxo, mais où les deux atomes de cobalt sont trivalents, est diamagnétique ([6]). L'examen de la constitution électronique de ce composé montre que le groupe O^2 doit s'attacher à chacun des deux atomes de cobalt par une liaison de covalence et non par une liaison coordinative, car dans ce dernier cas il faudrait supposer qu'une liaison supplémentaire unit les deux atomes de cobalt par l'intermédiaire de deux électrons situés dans leurs couches $4d$, ce qui est peu admissible, pour des raisons de stabilité. On doit alors admettre que la liaison orbitale, ou les deux liaisons à trois électrons, qui contribuent à l'union des atomes de la molécule d'oxygène O^2, se brisent et que chacun des électrons ainsi libérés peut former une covalence avec un atome de cobalt. On rend compte ainsi du mode de liaison du groupe peroxo dans tous les complexes qui le contiennent et l'on explique en même temps que ce groupe ne possède plus le paramagnétisme caractéristique de la molécule O^2.

OPTIQUE INSTRUMENTALE. — *Sur la tolérance à l'égard de l'aberration sphérique dans la vision instrumentale.* Note ([1]) de **Maurice Françon**, présentée par M. Charles Fabry.

Les limites de séparation des instruments étudiés sont mesurées sur des mires de Foucault de différents contrastes. Si c représente la largeur d'un trait de l'image géométrique de la mire dans le plan focal de l'objectif étudié, dont la distance focale est f, la largeur angulaire d'un trait de la mire sera

$$\operatorname{tang}\alpha = \frac{c}{f}.$$

Introduisons le paramètre

$$W = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{H_M}{f}c,$$

λ étant la longueur d'onde de la lumière utilisée, H_M le rayon de l'objectif; on aura alors

$$\operatorname{tang}\alpha = \frac{\lambda W}{2\pi H_M};$$

comme les angles sont petits, la valeur angulaire du pas de la mire sera

$$\alpha_p = \frac{\lambda W}{\pi H_M};$$

([6]) E. Feytis, *Comptes rendus*, **152**, 1911, p. 710.

([1]) Séance du 24 avril 1944

pour l'œil nu parfait on aura

$$\alpha_0 = \frac{2\lambda W_0}{\pi\omega},$$

ω étant le diamètre de la pupille de l'œil. L'efficacité de l'instrument sera, si G est son grossissement,

$$E = \frac{\alpha_0}{\alpha_p G} = \frac{W_0}{W}.$$

Nous avons calculé les valeurs de W correspondant à la limite de séparation pour différentes aberrations; la limite de séparation était supposée atteinte lorsque le contraste de l'image était égal au minimum de contraste perceptible par l'œil ($\gamma = 0,02$). Dans le cas des forts contrastes voisins de 1, les aberrations affectent assez peu la limite de résolution; il faut arriver à une aberration égale à $2,5\lambda$ au foyer paraxial (correspondant à une aberration maximum égale à $1,22\lambda$ pour le plan de mise au point) pour avoir une baisse importante; on trouve dans ce cas $W = 2,20$; comme d'autre part $W_0 = 1,62$ (cas de l'instrument parfait), on a

$$E = \frac{1,62}{2,20} = 0,74,$$

ce qui correspond à un très mauvais instrument.

Pour les faibles contrastes, il en est tout autrement; ainsi, dans le cas où $\gamma = 0,03$, on obtient les résultats suivants :

Aberration au foyer		Efficacité	
le meilleur.	paraxial.	calculée.	observée.
$\lambda/16$	$\lambda/4$	0,92	0,94
$\lambda/4$	λ	0,64	0,65

Quand l'œil peut être considéré comme parfait (pupilles comprises entre $0^{mm},6$ et 1^{mm}), on voit que, si l'on reste dans la tolérance de lord Rayleigh, on a une très mauvaise efficacité sur les faibles contrastes, et il semble que l'on ne devrait pas dépasser $\lambda/16$ au meilleur foyer, pour obtenir de bons résultats jusqu'aux plus faibles valeurs du contraste.

OPTIQUE APPLIQUÉE. — *Intégrateur mécanique pour l'étude de la répartition de la lumière dans les images optiques.* Note de M. **André Maréchal**, présentée par M. Charles Fabry.

Lorsque les aberrations géométriques d'un instrument d'optique sont déterminées, on peut connaître la forme d'une surface d'onde particulière Σ dans l'espace-image. Le principe de Huyghens-Fresnel permet ensuite de calculer l'éclairement en un point C de la manière suivante :

Soient S une sphère de centre C, M un point de Σ, I le point où MC coupe S; $IM = \Delta$ est l'écart linéaire que présente la surface d'onde par rapport à la sphère S; les composantes de l'amplitude vibratoire en C sont proportionnelles à

$$A = \iint_{\Gamma} \cos \Psi \, d\omega \qquad \text{et} \qquad B = \iint_{\Gamma} \sin \Psi \, d\omega,$$

où Γ est le contour de Σ, Ψ la différence de phase $\Psi = 2\pi\Delta/\lambda$ et $d\omega$ l'élément d'aire de Σ, si l'on prend pour unité la surface totale de Σ.

L'intégrateur que nous allons décrire permet, dans le cas des instruments de révolution possédant une pupille de sortie circulaire de rayon r, de calculer A et B et de déterminer ainsi l'intensité et la phase de la vibration résultante.

Transformons d'abord les intégrales doubles en intégrales simples; en rapportant la pupille des coordonnées polaires ρ et φ, nous avons

$$d\omega = \frac{\rho \, d\rho \, d\varphi}{\pi r^2}.$$

Décrivons sur cette pupille une spirale d'Archimède de pas a suffisamment petit, ce qui permet de remplacer l'intégration par rapport à la variable ρ par une somme finie de termes distants de $\Delta\rho = a$. Il reste à effectuer l'intégration continue des quantités $\rho \cos \Psi$ et $\rho \sin \Psi$ par rapport à la variable φ, et il est nécessaire de déterminer Ψ ou Δ en fonction de φ.

L'écart Δ dépend des aberrations géométriques et de la position du point C; si l'on détermine C par des coordonnées cylindriques, dont l'origine est au foyer paraxial P, et si l'axe coïncide avec le rayon moyen du faisceau, l'une des coordonnées sera le défaut de mise au point (distance de C au plan de front passant par P); les deux autres coordonnées permettront de faire varier C dans un plan de front. On trouve que l'écart peut se décomposer en cinq termes; l'addition de ces termes sera réalisée mécaniquement à l'aide d'un ruban d'acier passant sur cinq poulies; les deux premiers termes, qui correspondent à l'aberration sphérique et au défaut de mise au point (ou à la courbure de champ) ne dépendent que de ρ et peuvent être obtenus à l'aide de cames dont le déplacement représente la variable φ_5 (qui est une fonction linéaire de ρ). Le terme représentant la came, de la forme $\rho^3 \cos\varphi$, sera obtenu par le mouvement d'une manivelle tournant suivant l'angle φ et dont le rayon, commandé par une came, sera proportionnel à ρ^3. L'exploration d'un plan de front et l'astigmatisme, représentés respectivement par des termes de la forme $f_1(\rho)\cos(\varphi - \varphi_1)$ et $f_2(\rho)\cos 2\varphi$, seront obtenus par le même procédé. Des leviers amplificateurs permettront de faire varier l'importance relative de ces cinq termes. Le déplacement de l'extrémité du ruban représentera bien l'écart Δ et, si l'on enroule celui-ci sur une poulie de rayon convenable pour que sa rotation soit égale à la différence de phase Ψ, il sera facile d'obtenir l'intégration des

quantités $\rho \cos \Psi$ et $\rho \sin \Psi$. Pour cela deux manivelles de rayon ρ (obtenu à l'aide d'une came) et tournant suivant la différence de phase angulaire Ψ déplaceront deux roulettes intégratrices en contact avec des plateaux dont la rotation sera la variable φ. Signalons enfin que, pour limiter l'intégration à un contour parfaitement circulaire, il y a lieu de modifier légèrement les extrémités des diverses cames.

Cet appareil permettra donc de déterminer la répartition des éclairements dans un petit volume entourant le foyer paraxial en présence d'aberrations géométriques variées, aberration sphérique, coma, astigmatisme ou encore combinaison quelconque de ces diverses aberrations.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Sur l'aberration de relativité des lentilles électrostatiques, excitées au potentiel de la cathode.* Note de MM. **Paul Chanson**, **André Ertaud** et **Claude Magnan**, présentée par M. Maurice de Broglie.

L'équation différentielle de la trajectoire d'un électron soumis à un potentiel V est, à l'approximation de Gauss, dans le cas non relativiste

$$2Vy'' + V'y' + \frac{y}{2}V'' = 0,$$

où V, V', V'' sont les potentiels et les dérivées premières et secondes le long de l'axe.

Si y est une solution de l'équation, ky est une solution et inversement à un y donné, si V est une solution, kV est aussi solution. Le système est dépourvu d'aberrations chromatiques.

Il n'en sera plus de même si l'on doit tenir compte de la relativité.

L'équation de la trajectoire est alors

$$\frac{2V^2 + 4VV_0}{V + V_0}y'' + 2V'y' + yV'' = 0,$$

en posant $m_0c^2 = eV_0$.

Ceci se voit immédiatement en remplaçant dans l'expression analytique de $F_n = mv^2/R = 2eV/R$ qui définit le mouvement, F_n étant la projection de la force sur la normale, R le rayon de courbure de la trajectoire et mv^2 l'énergie cinétique, la quantité $mv^2 = 2eV/R$ par $mv^2 = e(V^2 + VV_0/V + V_0)$. Il suffit alors de tenir compte de l'approximation de Gauss pour parvenir à l'équation écrite.

Cette équation peut s'écrire

$$4Vy'' + 2V'y' + yV'' = \frac{2V^2}{V + V_0}y''.$$

Si nous changeons V en kV, y prendra la valeur $y + a$ et par suite l'équation

devient

$$4V(y''+a'')+2V'(y'+a')+(y+a)V=\frac{2V^2}{V+\frac{V_0}{k}}(y''+a'').$$

En soustrayant de l'équation précédente dont y est solution, il vient

$$4Va''+2V'a'+aV''=2V^2\left(\frac{1}{V+\frac{V_0}{k}}-\frac{1}{V+V_0}\right)y'',$$

en négligeant a'' devant y''.

Cette équation se présentera sous la forme

$$a''=\alpha a+\beta a'+\gamma$$

avec

$$\alpha=-\frac{V''}{4V},\qquad \beta=-\frac{V'}{2V},\qquad \gamma=-\frac{V}{2}y''\left(\frac{1}{V+V_0}-\frac{1}{V+\frac{V_0}{k}}\right).$$

En chaque point y'' est connu, par suite les coefficients α, β, γ sont connus. L'équation se résoudra par découpage en tranches et par la méthode d'intégrations successives de Picard, que O. Scherzer (1) a appliquée à l'optique électronique. On obtiendra ainsi la correction a de relativité, qui donnera l'aberration correspondante. Le calcul a été fait pour une lentille excitée à 100000 volts et un k correspondant à une stabilité de 1/100. La tache dans le plan focal, provoquée par cette aberration, est un disque de $0^{m\mu},4$ de diamètre. Cette aberration est petite devant les aberrations de sphéricité, qui limitent actuellement le pouvoir séparateur à $3^{m\mu}$ pour les meilleurs microscopes électroniques. Elle pourrait devenir du même ordre pour des stabilités en tension inférieure à 1/100 ou pour des tensions d'accélérations des électrons de l'ordre de 300000 volts.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Diffusion et structure dans le système palladium-hydrogène*. Note de MM. **Georges Chaudron**, **Jacques Bénard** et **André Michel**, présentée par M. Charles Mauguin.

Le palladium, plongé dans une solution acide et relié au pôle négatif d'une source de courant, absorbe des quantités importantes d'hydrogène. A la température ambiante et lorsque la densité de courant est faible, tout l'hydrogène est absorbé par le métal et on n'observe aucun dégagement gazeux tant que l'électrode n'est pas saturée. Nous nous sommes proposés d'élucider le mécanisme du cheminement de l'hydrogène dans le métal en liaison avec la structure cristalline des phases qui prennent naissance au cours du chargement.

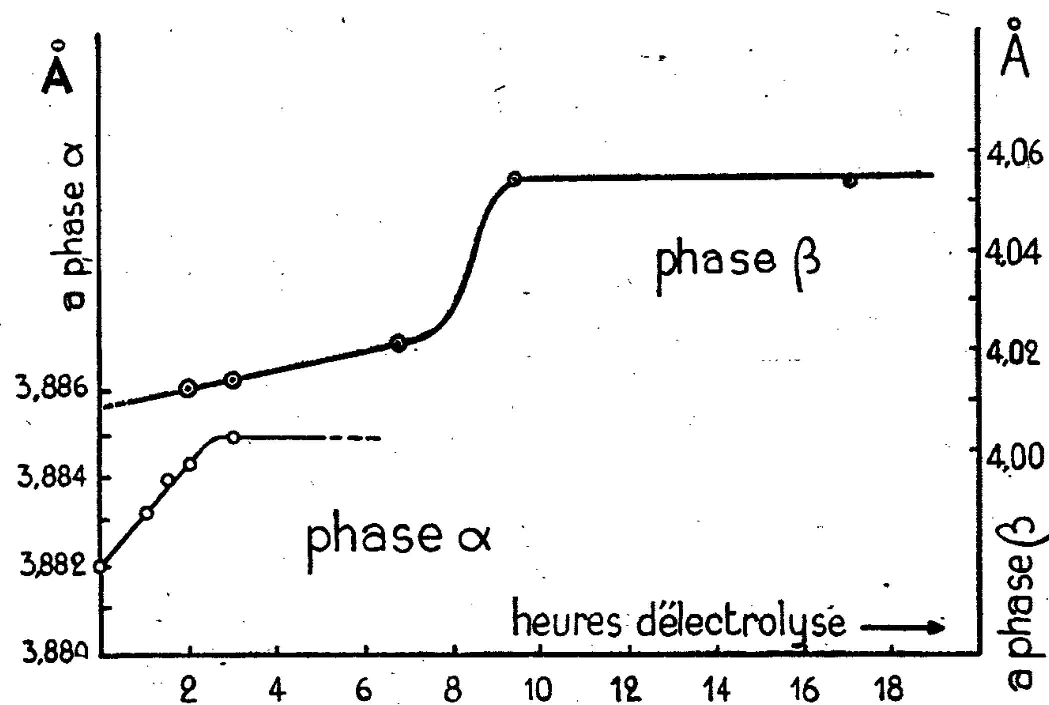
(1) *Z. Physik*, **80**, 1933, p. 193.

Nous avons opéré une série d'électrolyses de durées croissantes avec des fils de palladium de $0^{mm},5$ de diamètre immergés dans une solution sulfurique normale (densité de courant 8 mA/cm²). A l'issue du chargement, les fils étaient enrobés dans le collodion et soumis à l'examen aux rayons X. Les paramètres cristallins étaient déterminés avec une grande précision par la méthode des diagrammes en retour avec étalon (rayonnement K_α du cuivre, étalon d'argent).

A côté des raies du palladium (phase α) apparaissent très rapidement celles d'une nouvelle phase (β) dont la structure ne diffère de celle du palladium que par la valeur nettement plus grande du paramètre [1]. Pour des durées croissantes d'électrolyse, les paramètres des phases α et β augmentent. Nous avons porté, dans la figure, les paramètres en fonction des durées de chargement. La connaissance de la teneur globale du métal en hydrogène ne présenterait pas ici de signification précise, car on se trouve le plus souvent en présence d'un millieu non homogène du point de vue concentration et structure.

On est amené à distinguer trois périodes successives dans la saturation du métal :

1° Période de pénétration de l'hydrogène dans le palladium avec maintien de la structure α. L'arête a du cube élémentaire passe de 3,882 à 3,882 Å.



L'apparition simultanée des raies peu intenses de la phase β montre en outre qu'il se forme dès le début à la surface du métal une fine pellicule de cette phase. Celle-ci ne se développe pas en profondeur et c'est par son intermédiaire que l'hydrogène atteint et sature le métal sous-jacent.

2° Le métal une fois saturé en phase α, la phase β localisée primitivement à la surface se développe en profondeur. En effet, on voit simultanément disparaître les raies de α et s'intensifier celles de β.

---

(1) J. O. Linde et G. Borelius, *Ann. der Physik*, 84, 1927, p. 747; A. Michel et M. Gallissot, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 434.

3° Lorsque l'ensemble du métal a réalisé la structure β, l'hydrogène la modifie à son tour et l'on observe un accroissement important de son paramètre. L'arête *a* du cube élémentaire passe de $4{,}01_0$ à $4{,}04_5$ Å, cette dernière valeur n'étant en aucun cas dépassée.

D'autre part nous avons étudié la stabilité à la température ordinaire des structures que nous venons de décrire. Nous envisagerons deux cas suivant que le métal est chargé d'hydrogène en totalité ou en partie :

1° Lorsque le métal est chargé dans sa totalité à saturation, la structure β à paramètre élevé ($a = 4{,}04_5$ Å) est stable à l'abri de l'air. Par exposition à l'air, il se produit superficiellement une combustion lente de l'hydrogène et le paramètre de la structure β diminue jusqu'à la valeur minima ($a = 4{,}01$ Å); cette structure se trouve néanmoins conservée. Ces résultats sont bien en accord avec les précédentes observations de l'un de nous ([2]), d'après lesquelles la structure β se conserve, après extraction de la totalité de l'hydrogène contenu dans le métal par la décharge électrique en atmosphère raréfiée à la température ordinaire.

2° Si l'on sature seulement une partie du métal de façon à se trouver en présence des deux phases, on constate toujours une transformation de la structure β en structure α, que le métal soit exposé ou non à l'air. Ceci prouve que la structure β ne peut exister en équilibre labile lorsqu'elle est associée à la phase α.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Les réactions secondaires dans les bains de phosphatation.* Note de M. **Émile Jaudon**, présentée par M. Léon Guillet.

La technique de la phosphatation a grandement évolué depuis quinze ans, les résultats des recherches et les progrès réalisés prenant, à la lueur des théories modernes, un intérêt particulier.

I. Les bains initiaux, constitués par des solutions acides de phosphates de fer et de manganèse, donnaient lieu à des phénomènes de polarisation par gaine d'hydrogène et le temps de réaction s'en trouvait augmenté. Cette durée peut être abrégée (15 minutes au lieu de 1 heure et plus) par deux méthodes :

formation d'un couple par de faibles additions (M/500) de sels de cuivre à la solution traitante, le dégagement d'hydrogène étant de ce fait accéléré;

addition de substances réductibles par l'hydrogène naissant, ions ClO^{3-} ou NO^{3-}. Il semble que l'ion NO^{2-}, premier produit de réduction de NO^{3-}, soit le véritable accélérateur de la réaction de phosphatation puisque sa seule présence en quantités infimes (M/200) abrège la durée de réaction. Les produits

([2]). G. Chaudron, A. Portevin et L. Moreau, *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 235.

de dégradation sont compris entre NO^{2-} et NH^{4+} avec prédominance de NO; il ne reste aucun produit gênant dans la solution.

II. Le pH des bains étant nettement inférieur à 6, du fer des pièces et des cuves passe en solution et se substitue peu à peu au métal originel (Zn ou Mn), tandis qu'apparaît un précipité de phosphates secondaires. Deux électrodes isolées plongeant l'une dans le précipité, l'autre dans la solution, révèlent une différence de potentiel de l'ordre de 0,5 volt; les parois d'une cuve en acier ferment le circuit et se corrodent. Si l'on suit les variations de poids de séries d'éprouvettes simultanément plongées dans la solution phosphatante et retirées au bout de temps croissants, on constate que la moyenne de ces variations, d'abord positive, augmente, passe par un maximum, s'annule, devient négative sans que l'aspect soit modifié.

Le tableau ci-dessous exprime ces moyennes de variations en milligrammes pour 100g de tôle de 3/10 de millimètre d'épaisseur, le traitement étant effectué à basse température.

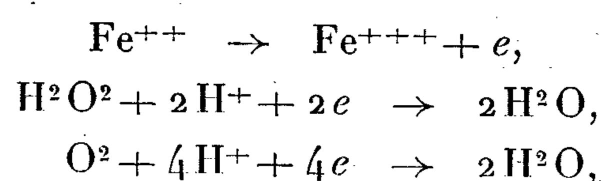
Temps	10 min.	30 min.	1 h.	2 h.	24 h.	48 h.
1re série	+247	+278	+309	+320	— 30	—156
2e série	+248	+293	+347	+272	+175	— 76

Le matériau se dissout; les parois d'une cuve apportent par ce moyen du fer à la solution traitante qui de ce fait donne un revêtement moins efficace.

L'élimination progressive et directe des ions Fe^{++} n'est pas possible en raison des propriétés chimiques voisines des ions Fe^{++}, Mn^{++}, Zn^{++}; il faut passer par l'intermédiaire du phosphate ferrique dont la solubilité est d'environ M/100 à pH 2.

La théorie des potentiels d'oxydo-réduction appliquée aux ions Fe^{++}, NO^{3-}, NO^{2-}, prévoit l'oxydation du premier d'entre eux par les suivants; par contre, la théorie des aires caractéristiques (¹) prévoit, dans les mêmes conditions, l'impossibilité d'oxydation; de même pour l'ion ClO^{3-} dans bains à $pH > 1,5$. De nombreux essais effectués sur ces bases, il résulte que les bains contenant des nitrates et des nitrites ne donnent pas lieu à élimination du fer.

L'eau oxygénée et l'oxygène, donnant les réactions d'oxydo-réduction



$$Fe^{++} \rightarrow Fe^{+++} + e,$$
$$H^2O^2 + 2H^+ + 2e \rightarrow 2H^2O,$$
$$O^2 + 4H^+ + 4e \rightarrow 2H^2O,$$

avec, pour potentiels normaux, 0,71; 1,71; 1,10 volt respectivement à pH 2, sont des oxydants énergiques mais à faible vitesse de réaction. Il faut, pour suivre leur action d'une manière continue, au fur et à mesure de la formation

(¹) X. Thiesse, *Thèse de Doctorat ès Sciences physiques*, Nancy, 1937.

de l'ion ferreux, formation déjà réduite par l'emploi d'une cuve inerte. Le barbotage continu d'air est une solution de ce type.

Toutefois, si NO^{3-} et NO^{2-} n'ont pas une part directe dans l'oxydation de Fe^{++}, il semble exister une action indirecte; nous avons réussi à mettre en évidence la formation temporaire du complexe brun nitroferreux $Fe(NO)n$ qui disparaît par l'air de brassage.

Des essais complémentaires sont en cours pour préciser ces réactions et en améliorer encore le rendement.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Une nouvelle méthode d'étude des valences dirigées. Son application à la détermination de la structure des pentahalogénures de phosphore.* Note de M. **Raymond Daudel**, Mlle **Alberte Bucher** et M. **Henri Moureu**.

Dans son récent Ouvrage (1) L. Pauling écrit qu'il est peu vraisemblable que le phosphore possède une véritable pentavalence purement homopolaire. Cependant de nombreuses expériences conduisent à penser que le penta chlorure de phosphore possède, à l'état liquide et à l'état gazeux, une structure homopolaire en bipyramide trigonale (2). Des conclusions analogues ont été formulées à propos du composé PF^5.

La théorie de Pauling cessant de donner des résultats absolument incontestables lorsque la valence de l'élément étudié dépasse 4, nous avons cherché à mettre au point un autre procédé d'étude des valences dirigées.

Cette méthode diffère de celle de Pauling par le fait que nous n'imposons pas aux fonctions d'onde la condition d'orthogonalité et que, par contre, nous choisissons celles qui possèdent le plus grand maximum possible dans une direction inconnue *a priori*, qui fixe l'axe de valence correspondant.

Nous avons pu montrer que, dans ce cas, les axes de valence coïncident avec certains des axes de symétrie de la surface dont l'équation polaire s'écrit

$$\rho = \sqrt{\Sigma_k |\psi_i(\theta, \varphi)|^2},$$

$\psi_i(\theta, \psi)$ désignant les fonctions d'onde qui représentent les électrons de valence dans les cas purs.

Appliquée au cas du phosphore, cette méthode *impose* aux axes de liaison de covalence la structure en bipyramide trigonale que l'expérience suggère.

(1) *The Nature of Chemical Bond*, 1939, Cornell University Press, p. 90.

(2) H. Moureu, M. Magat et G. Wetroff, *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 257; **205**, 1937, pp. 276, 545; A. de Ficquelmont, G. Wetroff et H. Moureu, *ibid.*, **211**, 1940, pp. 566-568; H. Moureu, M. Magat et G. Wetroff, *C. R. Ac. Sc. des Indes*, **8**, 1938, v, p. 356; Rouault, *Ann. de Phys.*, **14**, 1940, p. 135.

Elle rend compte d'autre part du fait que, de tous les composés du phosphore avec le chlore et le fluor que l'on pourrait *a priori* imaginer, seul le composé PF^3Cl^2 existe.

TECTONIQUE. — *Sur les nappes cambro-siluriennes de la région du Vigan dans les Cévennes méridionales.* Note [1] de M. **André Demay**, présentée par M. Emmanuel de Margerie.

J'ai signalé, en 1931 (*Bull. Soc. Géol. Fr.*, p. 668), l'existence de la *zone paléozoïque métamorphique des Cévennes méridionales et du Rouergue*, formée au Sud de plis ou écailles déversés vers le Sud, qui chevauchent, à l'Ouest, les plis et écailles des monts de Lacaune, objet des beaux travaux de M. Thoral, et à l'Est *les plis couchés du Vigan*. Une lame calcaire dans l'Aigoual est sans doute la base d'une de ces écailles.

Les plis couchés du Vigan, que j'ai définis en 1931 (*loc. cit.*, p. 682), correspondent à peu près à la nappe du Vigan de Bergeron, mais avec une structure bien différente de celle décrite par ce géologue.

Il y a lieu de noter d'abord trois observations essentielles, qui sont indépendantes des modalités de l'interprétation :

a. Les calcaires géorgiens, qui affleurent depuis Bréau jusqu'à Paillerols, à l'est du Vigan, *s'enfoncent sous la série compréhensive cambro-silurienne*, qui les borde du côté nord, contrairement aux conclusions de Bergeron, qui les attribuait à une nappe charriée sur cette série. J'ai pu reconnaître, en plusieurs points, de l'Acadien (calcschistes ou calcaires schistoïdes et schistes troués), qui s'intercale de manière normale entre la série compréhensive et les calcaires massifs du Géorgien supérieur.

b. Les schistes, à l'ouest de Rochebelle, appartiennent non pas au Houiller, comme l'avait noté Bergeron, mais à la série compréhensive. *Ils passent de manière certaine sous les calcaires du Vigan.* Il en est de même des schistes de l'Espigarie et de la Croix, ici en accord avec les conclusions de Bergeron.

c. Les calcaires, au sud de la faille du Vigan, reposent aussi sur la série compréhensive.

L'étude détaillée montre qu'au sud du complexe isoclinal des Cévennes méridionales, *les plis se couchent* et constituent deux nappes, *la nappe du col de Maurès* et *la nappe du Vigan*.

La nappe du col de Maurès s'enracinait dans une zone, absorbée ensuite par le granite post-tectonique du Saint-Guiral, mais dont le prolongement occidental est visible sur la feuille de Saint-Affrique (anticlinal géorgien d'Arrigas). Elle

(1) Séance du 31 mai 1944.

apparaît dans des replis synclinaux à plongée nord, au sud de Mandagout, présente dans la région du col de Maurès une *allure tangentielle*, avec de nombreux *plis couchés de détail*, et comprend, plus au Sud, plusieurs digitations, à tête plongeant vers le Sud, définies par la position synclinale de calcaires schistoïdes et calcschistes acadiens et peut-être géorgiens supérieurs au-dessus des schistes noirs, schistes sériciteux et grès de la série compréhensive cambro-silurienne. Le fond de bateau du synclinal du Monna apparaît clairement au-dessous de la route d'Arphy. De la digitation de la crête de Maurès se détache la digitation de Caplat, avec une charnière frontale, en partie visible.

L'attribution des grès du col de Maurès à la série de Marcory (Géorg. inf.), qui a été envisagée par B. Gèze, par suite de l'alternance apparente de bancs de calcaires et de grès, mais qui s'accorde mal avec d'autres observations, conduirait à une interprétation un peu différente. Dans cette hypothèse la nappe serait encore le prolongement de l'anticlinal d'Arrigas; mais la bande calcaire serait une retombée frontale de pli couché et non pas un synclinal de nappe ou une tête plongeante.

Une troisième interprétation, qui admettrait seulement un anticlinal géorgien, brusquement coupé au Sud par une faille ou un pli-faille, me semble en désaccord avec plusieurs observations : continuité entre la bande calcaire et son enveloppe acadienne, complexité structurale évidente près du col de Maurès, en particulier renversement du Géorgien inférieur présumé sur le Géorgien supérieur et l'Acadien, plis couchés de détail et surface de poussée peu inclinée, avec discordance tectonique, près du col de Maurès.

La nappe du Vigan, bien plus importante, s'enracine sous la nappe supérieure. Elle est définie par un noyau anticlinal de calcaire géorgien, qui s'enfonce sous un flanc normal, formé par la série compréhensive (obs. *a*) et qui repose sur un flanc inverse, formé par la même série (obs. *b*). Le renversement est bien visible au-dessous de Paillerols et au nord-ouest de Rochebelle.

Les calcaires géorgiens, qui affleurent au sud de la faille du Vigan, et reposent sur la série compréhensive, appartiennent probablement à une nappe plus profonde. Près de la Sanguinède, ils chevauchent un synclinal cambro-ordovicien déversé vers le Sud, décrit par M. Thoral, et semblent là définir une charnière frontale de cette nappe.

La terminaison du noyau de la nappe du Vigan, à l'Est, près de Paillerols, résulte de l'existence d'une faille oblique, qui met en contact le flanc normal et le flanc inverse. Je l'ai observée d'abord près de ce hameau et suivie à l'Ouest et à l'Est, où elle est définie parfois par des mylonites, toujours par une zone bouleversée, et jalonnée par du microgranite, postérieur à la faille, mais engagé dans des rejeux, et surtout par trois petits lambeaux du noyau de la nappe (un aux Caumels, deux près de Pont-d'Hérault).

Le *cheminement de la nappe supérieure vers le Sud* résulte clairement des

structures visibles près du col de Maurès et plus encore du sens de poussée évident dans l'anticlinal d'Arrigas.

Le *cheminement de la nappe du Vigan vers le Sud* résulte, non seulement de l'analyse structurale dans la région du Vigan et de l'observation de structures de détail (plis déversés vers le Sud, au sommet du flanc inverse de la nappe du Vigan, charnière anticlinale plus importante, dans le noyau calcaire de cette nappe, au nord-ouest et à l'ouest de Rochebelle), mais aussi du sens de poussée si bien accusé, dans les plis isoclinaux et écailles des monts de Lacaune, qui comprennent de manière presque certaine, le prolongement axial de sa zone d'enracinement à 30^{km} vers l'Ouest.

La séance est levée à 15^{h}15^{m}.

L. B.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 12 JUIN 1944.

PRESIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

BALISTIQUE. — *Calcul de la résistance de forme des projectiles aux vitesses supersoniques.* Note de M. **MAURICE ROY.**

I. Soit l'écoulement permanent, non visqueux et adiabatique, d'un gaz parfait (à C_p et C_v constants) autour d'un cylindre à section droite partout convexe vers le fluide et présentant deux angles aigus formant bord d'attaque et bord de fuite.

Si, sur le contour lisse et sans aspérités du profil, le courant est entièrement supersonique et si certaines conditions sont remplies au bord d'attaque, on peut établir les équations suivantes, valables sur le contour :

$$(1)\qquad \mu^{-1}\frac{d\mu}{d\beta}=-\frac{[2+(\gamma-1)\mu^2]}{2\sqrt{\mu^2-1}};\qquad p^{-1}\frac{dp}{d\beta}=\frac{\gamma\mu^2}{\sqrt{\mu^2-1}}$$

($\mu=V/a$, nombre de Sarrau; p, pression; β, inclinaison locale du contour sur la direction x de la vitesse V_1 à l'infini amont). Ce résultat dérive de l'étude de l'écoulement analogue dans un (ou autour d'un) dièdre [1], en faisant tendre vers le profil considéré un contour polygonal inscrit dans celui-ci.

II. Passons à l'écoulement similaire et symétrique, relatif à un corps de révolution autour de l'axe x, *à ogive pointue raccordée à un cylindre que termine* [2] *une section arrière droite.*

Le coefficient *de résistance de forme* de ce corps est, par définition,

$$(2)\qquad c_x=\frac{\int 2\pi y\,dy\,p\sin\beta}{\rho_1\frac{\pi d^2}{4}\frac{V_1^2}{2}}$$

(d, calibre; y, rayon d'un parallèle; indice 1 pour l'infini amont; intégrale étendue au contour total).

---

[1] Cf. notre Note précédente, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 866.

[2] On pourrait aisément appliquer notre théorie approchée à un cylindre prolongé par un tronc de cône de faible pente et assez court (obus à culot *rétreint*).

On admet qu'à un régime suffisamment supersonique ($\mu_1 \geqq M_1 > 1$) l'ogive est coiffée par une *onde balistique* de révolution, attachée à sa pointe, à méridienne couchée et concave vers l'aval. En outre, on admet par approximation que *les équations* (1) *sont valables sur le contour de la méridienne* depuis la pointe d'ogive jusqu'à l'angle droit de culot.

La discussion, détaillée dans un travail à paraître, révèle notamment la nature de la singularité essentielle à admettre, pour le courant et pour l'onde, à la pointe de l'ogive lisse. En fait on assimile, tout près du projectile et localement, le courant de révolution à un courant plan. Seule la confrontation du calcul avec l'expérience permettrait de juger du bien-fondé de l'approximation admise. On doit recommander de la limiter aux méridiennes d'ogive à courbure partant de zéro à la pointe.

Derrière l'onde balistique, *sur l'ogive et à sa pointe* (indice 3), on prend pour μ_3 et p_3 les valeurs de μ et p sur un cône indéfini et de même ouverture angulaire $2\beta_0$ que l'ogive (osculatrice à ce cône). Ces valeurs ont été données par G. I. Taylor et J. W. Maccol ([3]) pour $\beta_0 = 10°$, $20°$ et $30°$. Un écoulement aval, entièrement supersonique sur l'ogive, seul retenu pour l'application de (1), n'a lieu qu'à partir de $M_1 = 1{,}225$; $1{,}45$; $1{,}66$.

L'état local du courant ($\varpi = p/p_1$ et $\mu = V/a$) sur la *surface du projectile* ne dépend que de l'inclinaison locale β de la méridienne. On intègre facilement (1) pour exprimer ϖ et μ en fonction de β par des formules valables pour toutes ogives et où n'interviennent que les paramètres β_0 et μ_1 dont dépendent p_3 et μ_3.

La loi $\beta(y)$ d'une ogive déterminée n'intervient que dans l'intégrale de (2). Limitant cette intégrale au seul contour de l'ogive ($\beta_0 \geqq \beta \geqq 0$), on obtient le *coefficient* c'_x *de résistance de forme d'ogive*, dont se retranche le *coefficient de poussée* c''_x *sur le culot* (soit $c_x = c'_x - c''_x$).

Les calculs sont faciles et donnent, à titre d'exemple et pour une ogive de forme $2y/d = [(2a \operatorname{tang} \beta_0)/d](1 - x^2/a^2 + x^3/2a^3)(x/a)$, *à courbure nulle, tant à la pointe qu'au raccordement avec le cylindre consécutif*,

μ_1	1,225.	1,45.	1,6.	1,8.	2,0.	2,5.	3,0.	∞.
Ogive A; $\beta_0 = 20°$; c'_x...	-	0,735	0,632	0,538	0,465	0,365	0,312	-
» A'; $\beta_0 = 10°$; c'_x...	0,896	-	0,552	0,450	0,377	0,265	0,2045	0,081

Bien que la résistance de frottement soit négligée ici (et difficile à évaluer aux grandes vitesses), cette décroissance de c'_x avec μ_1 s'accorde bien avec ce que suggèrent les essais balistiques d'obus modernes, d'autant plus que, pour $\mu_1 < 1{,}8 \div 2{,}0$, c''_x à déduire de c'_x est lui-même rapidement décroissant.

Lorsque $\mu_1 \to \infty$, notre calcul s'accorde aussi avec le résultat célèbre de Newton pour les vitesses ultra-supersoniques (c'_x tend vers une limite finie et c''_x vers zéro).

([3]) *Proceed. Royal Soc.*, série A, **139**, n° A, **838**, Londres, 1933.

L'*affinement* de l'ogive A, transformée en A' par réduction de 20 à 10° de β_0 (la longueur de l'ogive passant de $2,75\,d$ à $5,67\,d$), entraîne une *réduction notable de* c'_x (de 12,5 % à 34,5 % lorsque μ_1 passe de 1,6 à 3,0). Cette évaluation, en accord qualitatif avec l'expérience, souligne l'intérêt des *ogives très fines*, intérêt limité par l'accroissement de la résistance de frottement sur une surface latérale d'ogive accrue.

Pour compléter ces investigations théoriques, il faudrait évidemment pouvoir évaluer la résistance de frottement en fonction de μ_1, ce que ni la théorie, ni l'expérience ne permettent encore pour des vitesses de cet ordre.

III. Conservant l'*assimilation au courant plan* pour évaluer la pression p_5, sur le culot et tout près de son bord circulaire, on calcule que p_5 devient très petit dès que μ_1 atteint des valeurs de l'ordre de 2. Si l'on admet que le courant rabattu sur le culot y converge vers le centre où il marque un point de stagnation, la pression au centre p_6 redevient plusieurs fois multiple de p_1, de sorte que $c''_x = 2m/\gamma_3^2$ ($m=$ rapport à p_1 de la pression moyenne sur le culot, intermédiaire entre p_5 et p_6) pourrait rester non négligeable par rapport à c'_x. Si μ_1 devient assez grand, p_5 s'annule et le courant, rabattu à moins de 90° derrière le bord du culot, décolle de celui-ci, *où doit régner en conséquence le vide absolu.* Cette cavitation parfaite serait atteinte ([1]), selon nos calculs, pour $\mu_1 \geqq 4,2$, pour $\beta_0 = 20°$, et $\mu_1 \geqq 6,5$ pour $\beta_0 = 10°$.

IV. La théorie approchée ci-dessus entraîne : que le fluide *se détend et s'accélère continuellement sur le profil d'ogive*, que l'intensité tourbillonnaire du courant est maximum près du corps (ce qui superpose à la couche-limite une couche-frontière très fortement rotationnelle), que derrière l'onde balistique le fluide commence à se comprimer et que ses trajectoires vers l'aval débutent avec une courbure de signe contraire à celle du contour d'ogive.

Ces conséquences, inattendues mais intéressantes du point de vue physique, seraient susceptibles d'interprétation sur des spectres aérodynamiques de projectiles à ogive pointue et fine, spectres à obtenir pour des régimes suffisamment supersoniques.

V. La même théorie se prête, d'une façon peut-être encore plus favorable, à l'étude de la résistance de forme des fusées et des thermopropulseurs à réaction, ainsi qu'à la détermination des conditions d'émission par ces engins de jets gazeux à grande vitesse.

CORRESPONDANCE.

M. le **Maire de la Ville d'Étampes** invite l'Académie à déléguer un de ses Membres à la Cérémonie qui aura lieu en cette Ville, le 25 juin, pour commémorer le centenaire de la mort d'Étienne Geoffroy Saint-Hilaire.

M. **Auguste Chevalier** est désigné.

([1]) En se fondant sur une théorie tourbillonnaire du sillage de culot, M. Gabeault (*Comptes rendus*, **192**, 1931, p. 1630) a indiqué pour cette limite la valeur unique $M_2 = 2$.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Jean Butaud. *Bourganeuf, ville médiévale.*

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur certaines fonctions aléatoires introduites par un problème d'électricité.* Note de M. **André Blanc-Lapierre.**

I. *Introduction.* — Les fonctions aléatoires étudiées se rapportent aux fluctuations dues à la structure discontinue de l'électricité (effet de grenaille). L'action d'un courant macroscopiquement constant sur un amplificateur linéaire est égale à la somme des actions de ses électrons. Si un tel amplificateur est soumis à un choc électronique à l'instant $t = 0$, sa tension de sortie à l'instant t est représentée par une certaine fonction $R(t)$. Les fluctuations de tension à la sortie de l'amplificateur soumis à un courant continu dépendent de la répartition des instants s_j où les chocs électroniques ont lieu et de la fonction $R(t)$.

Ce qui suit peut être compris indépendamment de la nature physique du problème.

La répartition des s_j obéit à la loi de Poisson. La probabilité pour qu'un intervalle de temps Δt contienne n chocs est égale à $(e^{-\rho \Delta t}[\rho \Delta t]^n)/n!$, où ρ est une constante indépendante de t et de Δt; les probabilités pour que deux intervalles disjoints Δt_1 et Δt_2 contiennent respectivement n_1 chocs et n_2 chocs, sont indépendantes.

Dans les applications physiques, la fonction $R(t)$ qui s'introduit est nulle pour $t < 0$, et égale, pour $t > 0$, à la somme d'un nombre fini d'exponentielles amorties. Beaucoup de résultats relatifs aux fluctuations étudiées peuvent être établis avec des hypothèses moins strictes. En particulier, pour démontrer les théorèmes énoncés dans la présente Note, il suffit de retenir les hypothèses suivantes :

1° $R(t) = 0$ pour $t < 0$. Il est possible de trouver deux nombres positifs M et M' tels que l'on ait $M > |R(t)|$, quel que soit t, et $M' > |dR/dt|$, quel que soit $t \neq 0$.

2° $R(t)$ possède au plus une discontinuité, située au point $t = 0$; partout ailleurs $R(t)$ possède une dérivée continue.

3° Pour t assez grand, on a $|R(t)| < Ce^{-\varphi t}$, où C et φ sont des constantes positives. [Il existe une majoration analogue pour $R'(t)$.]

La tension de sortie à l'instant t créée par l'ensemble des chocs intervenant à des instants s_j postérieurs à un certain instant t_0, est donnée par

$$x_{t_0}(t) = \sum_{s_j \geqq t_0}^{s_j \leqq t} R(t - s_j) = \sum_{s_j \geqq t_0}^{+\infty} R(t - s_j). \tag{1}$$

Par rapport à l'ensemble des répartitions possibles des s_j, dont chacune

constitue une épreuve, $x_{t_0}(t)$ est une fonction aléatoire. Je me propose d'indiquer certaines de ses propriétés.

II. *Étude de la fonction aléatoire* $x_{t_0}(t)$. — t' étant une valeur déterminée de t, choisie d'ailleurs arbitrairement, $x_{t_0}(t)$ est presque sûrement continu et dérivable pour $t = t'$.

Soient les variables aléatoires liées $x_{t_0}(t_1), x_{t_0}(t_2), \ldots, x_{t_0}(t_K)$ $[t_1 < t_2 < \cdots < t_K]$ et $\Phi_{t_0}[u_1, u_2, \ldots, u_K]$ la fonction caractéristique associée, c'est-à-dire la moyenne de $e^{i\{u_1 x_{t_0}(t_1) + u_2 x_{t_0}(t_2) + \ldots\}}$.

Théorème 1. — *$\Phi_{t_0}[u_1, u_2, \ldots, u_K]$ est donné par la relation*

$$(2)\quad L\Phi_{t_0} = \rho\left\{\int_{t_0}^{+\infty} \gamma_j(\omega_j)\,d\omega_j + \frac{1}{2!}\int_{t_0}^{+\infty} \gamma_j^2(\omega_j)\,d\omega_j + \frac{1}{3!}\int_{t_0}^{+\infty} \gamma_j^3(\omega_j)\,d\omega_j + \ldots\right\},$$

où $\gamma_j(\omega_j) = \sum_{k=1}^{k=K} iu_k \mathrm{R}(t_k - \omega_j)$ *et où ρ est la densité des chocs dans le temps.*

La série que fait intervenir l'énoncé du théorème 1 est uniformément convergente quels que soient $u_1, u_2, \ldots, u_K$ supposés bornés de façon quelconque.

Théorème 2. — *Tous les moments* $\overline{x_{t_0}^{n_1}(t).x_{t_0}^{n_2}(t)\ldots}$ *($n_1, n_2, \ldots$ entiers positifs, quelconques, en nombre fini) ont des valeurs finies bien déterminées.*

La relation (2) montre que $x_{t_0}(t)$ n'est en général pas stationnaire, même en donnant à ce mot le sens large que lui attribue Khintchine ([1]).

III. *Introduction d'une fonction aléatoire stationnaire.* — Pour s'affranchir de la présence du paramètre t_0, qui n'est nullement imposé par le problème physique, il est naturel de faire tendre t_0 vers $-\infty$.

Théorème 3. — *Si t_0 tend vers $-\infty$, $x_{t_0}(t)$ converge de façon presque sûre, vers une limite.*

Soit $x(t)$ la limite vers laquelle converge $x_{t_0}(t)$. $x(t)$ est presque certainement continue et dérivable en un point quelconque. Tous les moments $\overline{x^{n_1}(t_1).x^{n_2}(t_2)\ldots}$ existent et sont égaux aux limites pour $t_0 = -\infty$ des moments correspondants relatifs à $x_{t_0}(t)$.

La fonction caractéristique $\Phi[u_1, u_2, \ldots, u_K]$ correspondant à $x(t)$ peut s'obtenir en remplaçant t_0 par $-\infty$ dans l'expression de Φ_{t_0}. On voit alors immédiatement que Φ est invariant par rapport à la transformation $t'_1 = t_1 + \tau$, $t'_2 = t_2 + \tau$, $\ldots$, $t'_K = t_K + \tau$, où τ a une valeur quelconque. Cela se traduit par l'énoncé suivant :

Théorème 4. — *La fonction aléatoire $x(t)$ est stationnaire au sens strict* ([1]).

([1]) Une fonction aléatoire sera dite *stationnaire* au sens strict si la fonction de répartition relative à un groupe de variables $x(t_1)$, $x(t_2)$, $\ldots$, $x(t_K)$ en nombre quelconque mais fini est, quel que soit τ, identique à la fonction de répartition relative à $x(t_1+\tau)$, $\ldots$, $x(t_K+\tau)$. Khintchine appelle *fonctions aléatoires stationnaires* les fonctions telles que $\overline{x(t_1)}$ et $\overline{x^2(t_1)}$ sont indépendants de t_1 et telles que $\overline{x(t_1).x(t_2)}$ ne dépend que de $t_2 - t_1$ (V. A. Khintchine, *Math. Annalen*, 109, iv, 1934, pp. 604-615). On pourrait dire que de telles fonctions sont stationnaires d'ordre 2.

GÉOMÉTRIE. — *Une formule de géométrie sphérique et son application au calcul de l'aire d'une surface gauche de paramètre de distribution constant.* Note de M. **Bernard Combes**, présentée par M. Gaston Julia.

I. Considérons sur une sphère (S) de rayon 1 deux courbes fermées (E) et (E_1) qui interceptent sur les grands cercles faisant avec (E) un angle constant V, des arcs $\widehat{MM_1}$ de longueur δ constants.

a et a_1 étant respectivement les aires sphériques laissées à leur gauche par des observateurs qui parcourent (E) et (E_1) dans le sens direct et l la longueur de la courbe (E), on a la relation

$$2\pi - a_1 = l \sin V \sin\delta + (2\pi - a)\cos\delta. \tag{1}$$

Cette formule s'obtient en appliquant à la courbe (E_1) la formule d'Ossian Bonnet qui relie l'intégrale curviligne de la courbure géodésique, prise le long d'un contour fermé, à l'intégrale de surface de la courbure totale prise dans l'aire limitée par ce contour. Lorsque M parcourt (E) avec la vitesse 1, les rotations instantanées $\overline{\Omega}$ et $\overline{\Omega_1}$ des trièdres de Darboux-Ribaucour attachés en M à (E) et en M_1 à (E_1) sont liées par la relation

$$\overline{\Omega_1} = \overline{\Omega} + \overline{N_1}\frac{d\alpha}{ds}, \tag{2}$$

dans laquelle $\overline{N_1}$ est le vecteur unité porté par la normale orientée à (S) en M_1, α l'angle de la tangente orientée à (E_1) en M_1 avec une demi-droite arbitraire issue de M_1 située dans le plan tangent à (S) et invariablement liée au trièdre de Darboux-Ribaucour de (E) en M, enfin s l'abscisse curviligne de M sur (E).

La formule (1) s'obtient par intégration, à partir de (2); il suffit de remarquer que, puisque (E) et (E_1) sont des courbes fermées, l'intégrale curviligne $\int_{(E)} (d\alpha/ds)\,ds$ est nulle.

II. Soient (Σ) une surface gauche et (G) une de ses génératrices. Lorsqu'un point M décrit G, son image sphérique m décrit un demi grand cercle (g) dont les extrémités μ_1 et μ_2, images sphériques des points à l'infini de (G) sont aussi les points où (g) touche son enveloppe. M_0 point central de (G) a pour image sphérique m_0, tel que $\widehat{\mu_1 m_0} = \widehat{m_0 \mu_2} = \pi/2$. L'image sphérique de la ligne de striction s'obtient donc en portant sur les grands cercles tangents à l'image sphérique (γ_1) ou (γ_2) de la courbe à l'infini de (Σ) une longueur égale à $\pi/2$. Donc, en vertu de la formule (1), dans laquelle on fait $V = 0$, $\delta = \pi/2$:

si la ligne de striction d'une surface gauche est une courbe fermée, son image sphérique partage la sphère en deux aires égales.

Cette propriété résulte d'ailleurs de la combinaison des deux théorèmes suivants :

l'indicatrice des normales d'une courbe gauche fermée partage la sphère en deux aires égales (Jacobi, *Werke*, 7, p. 39);
les normales à une surface réglées le long de sa ligne de striction sont parallèles aux normales principales d'une courbe gauche (Pirondini, *Giorn. di Mat.*, 1885, p. 296).

Si le paramètre de distribution de (Σ) est constant et égal à K, l'image sphérique d'une courbe (C_ρ) parallèle à la ligne de striction (C_0) s'obtient en portant sur les demi-cercles (g) à partir des points μ_1 une longueur constante $\widehat{\mu_1 m} = \delta = \pi/2 - \rho$, ρ désignant l'angle constant du plan tangent à (Σ) en un point de la courbe (C_ρ) avec le plan central correspondant. Si, de plus, la ligne de striction (C_0) est une courbe fermée, on peut calculer l'aire $A(\theta)$ de la surface (Σ) limitée par les courbes C_0 et C_θ. La courbure totale de (Σ) étant égale en tout point de C_ρ à $-K^2\cos^4\rho$, on a

$$A(\theta) = \frac{1}{K^2}\int_0^\theta \frac{d\rho}{\cos^4\rho}\int_0^\lambda f(\rho,\sigma)\,d\sigma, \tag{3}$$

σ étant l'abscisse curviligne du point μ_1 sur la courbe (γ_1), λ la longueur de la courbe (γ_1) et $f(\rho, \sigma)\,d\sigma$ l'aire élémentaire sur la sphère unité (S).

L'application de la formule (1), dans laquelle on a fait $V = 0$, $\delta = \pi/2$, conduit à la relation $\int_0^\lambda f(\rho, \sigma)\,d\sigma = (2\pi - a)\cos\rho$, dans laquelle a est l'aire sphérique limitée par (γ_1), image de la courbe à l'infini de (Σ). On a donc

$$A(\theta) = \frac{2\pi - a}{K^2}\int_0^\theta \frac{d\rho}{\cos^3\rho} = \frac{2\pi - a}{2K^2}\left[\frac{\sin\theta}{\cos^2\theta} - \operatorname{Log\,tang}\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2}\right)\right]. \tag{4}$$

On montre, en utilisant la formule (1) dans laquelle on fait $V = \delta = \pi/2$, que $2\pi - a$ est égal à l, longueur de l'intersection du cône directeur de (Σ) par la sphère unité concentrique.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur les ondes de choc planes.* Note [1] de M. Numa Manson, présentée par M. Aimé Cotton.

I. Le calcul des caractéristiques des ondes de choc planes nécessite la connaissance de l'adiabatique dynamique [2] dont la détermination ne présente aucune difficulté dans le cas de gaz à chaleur spécifique constante. Elle devient un peu plus complexe si l'on veut tenir compte de la variation des chaleurs spécifiques avec la température. Enfin, dans le cas d'ondes de choc puissantes, susceptibles de porter le gaz à des températures élevées, on doit tenir compte des réactions de dissociation dont peuvent être siège les gaz polyatomiques.

---

[1] Séance du 31 mai 1944.
[2] Hugoniot, *Journ. de l'Ecole Polytechnique*, 57, 1887, p. 3; 58, 1889, p. 1.

Afin de dégager l'influence de ce phénomène, nous avons déterminé, à l'aide des données récentes sur les chaleurs spécifiques des gaz et sur les dissociations [3], les adiabatiques dynamiques des gaz H^2 et CO^2 supposés initialement au repos à la température de 288°K. et sous pression de 1^{atm}. Les calculs ont été conduits en résolvant le système d'équations [4]

$$\frac{1}{2}p_1\sigma_1\frac{\mu+1}{\mu}[\varpi-1]=\Delta H_1^2, \qquad \varpi=\frac{n_2 T_2}{n_1 T}\mu,$$

de la même manière que pour la détermination des adiabatiques dynamiques des produits de combustion [5]. Nous avons constaté que les dissociations $H^2 = 2H$ et $CO^2 = CO + 0{,}5\,O^2$ et $O^2 = 2O$ dans le cas de CO^2, modifient notablement l'allure des adiabatiques, qui présentent un maximum pour μ ($\mu_{max} = 8{,}95$ pour $p_2 = 230^{atm}$ dans le cas de H^2, et $\mu_{max} = 16{,}2$ pour $p_2 = 375^{atm}$ dans le cas de CO^2). Si l'on néglige les dissociations, le calcul montre que μ tend vers une valeur limite lorsque p_2 augmente indéfiniment. Cependant ce fait ne saurait être considéré comme définitivement acquis, car il pourrait être imputé aux extrapolations que nous avons été conduit à faire pour calculer ΔH_1^2 pour $T_2 > 5000$°K. Partant des valeurs de μ données par les adiabatiques dynamiques, nous avons calculé, en fonction de p_2, la température T_2 des gaz derrière l'onde, leur vitesse u_2 et la célérité D_1 de l'onde (voir le tableau). Nous

P_2 atm.			50.	100.	150.	200.	230.	300.	380.	400.
μ	H^2	s. d...	5,84	6,77	7,18	7,45	7,57	7,78	–	–
		a. d...	5,84	7,35	8,45	8,90	8,95	8,50	–	–
	CO^2	s. d...	9,20	10,90	11,70	12,20	–	12,60	–	–
		a. d...	9,20	10,90	13,10	14,60	–	15,80	16,20	16,10
T_2°K.	H^2	s. d...	2500°	4250°	5100°	7700°	–	–	–	–
		a. d...	2500	3700	4400	5150	5600°	6650°	–	–
	CO^2	s. d...	1600	2700	3700	4700	–	6250	–	–
		a. d...	1600	2600	3100	3500	–	4250	4700°	4900°
D_1 m/sec	H^2	s. d...	8280	11760	12550	16400	17250	–	–	–
		a. d...	8280	11750	12500	16300	17100	19900	–	–
	CO^2	s. d...	1720	2430	2970	3430	–	4240	–	–
		a. d...	1720	2430	2950	3410	–	4200	4680	4780
u_2 m/sec	H^2	s. d...	7000	9950	12450	14500	15400	–	–	–
		a. d...	7000	10100	12550	14600	15600	17800	–	–
	CO^2	s. d...	1540	2210	2720	3140	–	3900	–	–
		a. d...	1540	2210	2730	3190	–	3930	4380	4480

s. d., sans tenir compte; a. d., en tenant compte de la dissociation.

avons constaté que des dissociations abaissent notablement la température T_2. Par contre leur influence sur u_2 et D_1 est faible. Nous avons également calculé

(3) *Tables de constantes et données numériques*, **11**, n° 3; **12**, n° 21.

(4) Nous adoptons les notations de Jouguet, *Mécanique des explosifs*, Paris, 1917.

(5) N. Manson, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 29.

les caractéristiques des ondes de choc dans *He* et *Ar*. Les valeurs de T_2 atteintes dans les divers gaz et de la différence $D_1 - u_2$ (qui peut caractériser, en première approximation, le volume des gaz portés à cette température), comparées avec les observations de Muraour, Michel-Lévy et Burlot (6) sur les luminosités produites par les ondes de choc, confirment qualitativement les résultats de nos calculs.

La théorie ne nous permet, en aucun cas, de prévoir l'existence d'une célérité limite pour les ondes de choc planes, ce qui serait, au premier abord, en contradiction avec les observations de Patry (7) et Parisot (*Mémorial de l'Art. Française*, 3e fasc., 1939). Cependant, à notre avis, leurs constatations ne peuvent être considérées comme définitivement acquises; des explosifs plus puissants que ceux qui ont servi à leurs expériences auraient pu peut-être produire des ondes plus rapides.

II. Afin de pouvoir discuter l'hypothèse de Jouguet (4) sur les conditions de séparation de l'onde mécanique et de la flamme, nous avons déterminé les adiabatiques dynamiques relatives aux mélanges combustibles suivants : $CO + 0{,}5\,O^2$, $C^2H^2 + O^2$, $H^2 + 0{,}5\,O^2 + 2N^2$. Nous avons pu reconnaître que l'intersection de ces adiabatiques avec les adiabatiques dynamiques aux produits de combustion de ces mélanges (5) ne se produit pas dans un domaine de températures et de pressions réalisable pratiquement (8). [Ainsi dans le cas de $CO + 0{,}5\,O^2$, une onde de choc produisant une surpression de 39^{atm} ($p_2 = 40^{\text{atm}}$) porte ce mélange à une température supérieure à 1900°K., dépassant de plus de 1000° la température d'inflammation.] Dans les trois mélanges étudiés, la célérité de l'onde de choc et de combustion est donc plus forte que la célérité de l'onde de choc pure produisant la même élévation de pression.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur un procédé de mesure de débit de courants gazeux très lents.* Note de MM. **Marcel Pauthenier, Edmond Brun** et **Lucien Demon**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'appareil décrit ci-dessous peut servir à mesurer de faibles débits de gaz (vitesse moyenne de l'ordre du cm : s) dans une conduite de faible diamètre (inférieur à 30^{mm}). Il ne perturbe pas l'écoulement et sa réponse est très rapide.

1. *Principe*. — Un faisceau d'ions, qui, en l'absence de courants gazeux, est aplati suivant un plan perpendiculaire à l'axe de la conduite, tombe sur les tranches de deux petites plaques P_1 et P_2 isolées l'une de l'autre et réunies aux deux bornes d'un galvanomètre (*fig.* 1). Les deux plaques, symétriquement placées par rapport au plan de symétrie du faisceau, reçoivent le même débit d'ions et le galvanomètre est au zéro.

---

(6) *Journ. de Phys.*, 8, 1937, p. 330.

(7) *Thèse*, Nancy, 1933.

(8) Nous pensons, sans toutefois pouvoir le prouver analytiquement, qu'étant donnée l'allure des deux groupes d'adiabatiques, cette intersection n'existe pas.

Dès qu'un courant gazeux parcourt la conduite, le faisceau d'ions est dévié et l'une des plaques reçoit plus d'ions que l'autre; un courant passe dans le galvanomètre et il est d'autant plus intense que la vitesse moyenne du courant

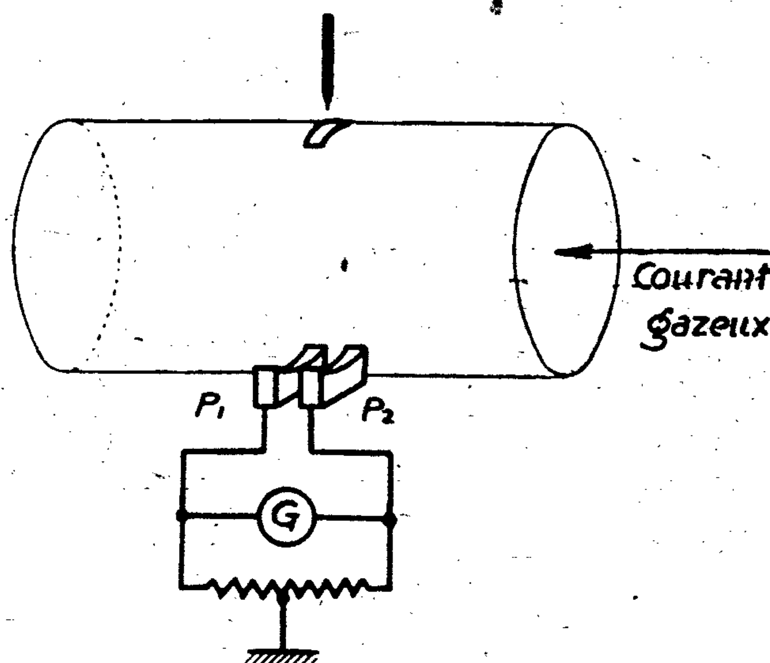


Fig. 1.

est plus grande. La lecture ou la courbe d'enregistrement de l'intensité du courant donne donc, après étalonnage, le débit gazeux (¹). La rapidité de réponse peut être rendue très grande.

La densité en ions étant plus faible sur les côtés qu'au centre du faisceau, la sensibilité diminue quand le faisceau est trop dévié. Pour des vitesses moyennes supérieures à quelques dm : s, il convient alors d'utiliser une méthode de zéro : on déplace les plaques jusqu'à annuler le courant dans le galvanomètre; la vitesse du courant se déduit du déplacement.

2. *Description*. — L'appareil (*fig*. 2) est essentiellement constitué par un tube d'ébonite de même diamètre intérieur que la conduite. Le faisceau plat est limité par une fente de $1^{mm},5$ de large, perpendiculaire aux génératrices du tube et percée dans une surface métallique très mince *d* collée sur la paroi interne du tube et arrondie sur les bords.

La source d'ions est l'extrémité d'un fil de platine de $0^{mm},04$ de diamètre. Elle est placée à 5^{mm} de la fente et portée à un potentiel négatif tel que, le diaphragme ayant un potentiel de 3000 V, le courant d'ionisation soit de 20 μA.

Les ions peuvent franchir la fente et constituer un faisceau plat par suite de l'existence d'un champ électrique au delà de la fente. En regard de la lame *d*, qui porte le diaphragme, se trouve, en effet, une lame semblable E reliée à la terre. Cette lame présente une ouverture qui laisse paraître les tranches des plaques P_1 et P_2 de 1^{mm} d'épaisseur. Ces deux plaques doivent être soigneusement isolées; elles sont logées dans une petite cage en laiton reliée au sol et

(¹) Il faut qu'au cours de l'étalonnage et pendant la mesure, l'appareil soit placé en une région de la conduite où le régime d'écoulement est établi, afin que la loi de distribution des vitesses dans la conduite soit la même dans les deux cas.

formant garde. La lame E, la cage de garde et les plaques P_1 et P_2 sont fixées sur un même chariot commandé par une vis micrométrique.

La stabilité des potentiels de la surface intérieure de l'appareil est nécessaire

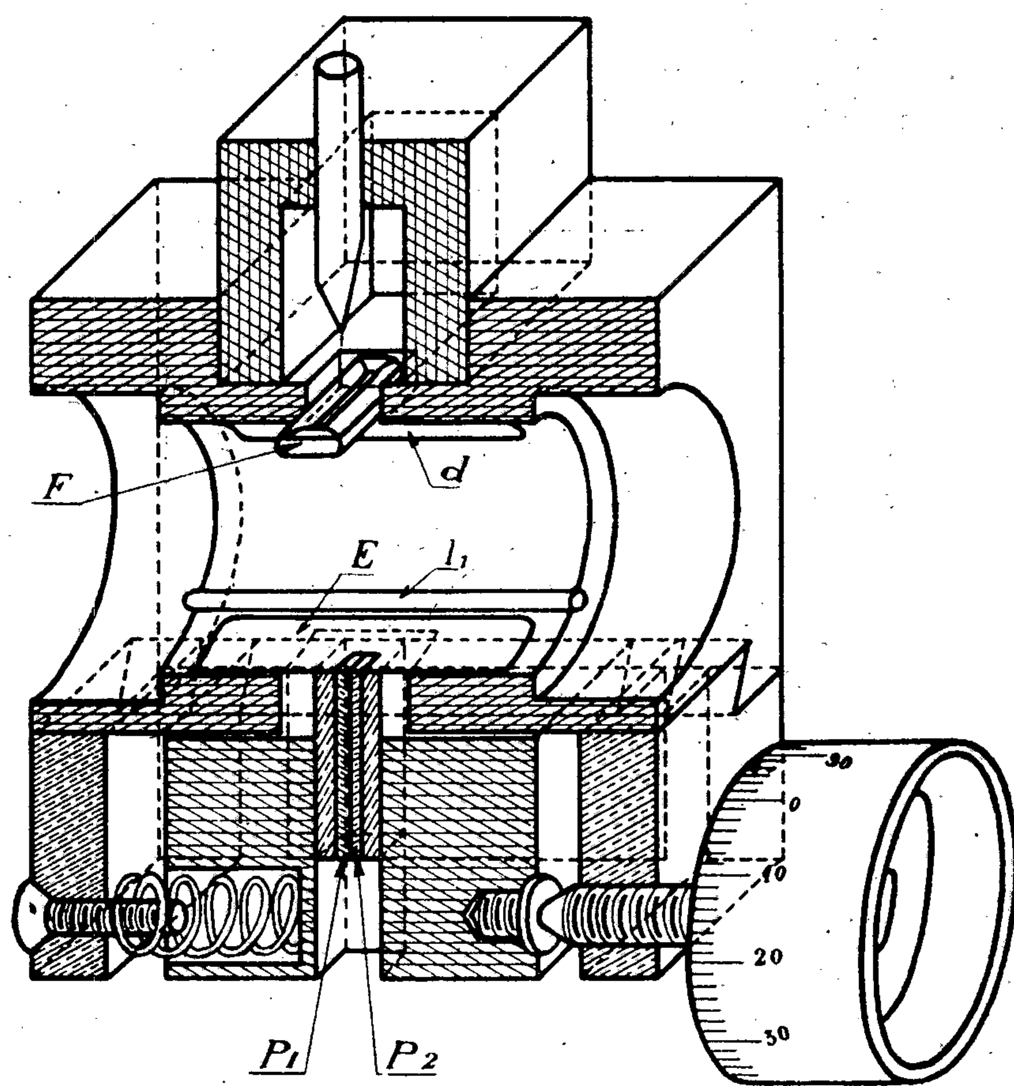


Fig. 2.

pour assurer la fixité du faisceau ionique. A cet effet on rend cette surface faiblement conductrice et le potentiel décroît régulièrement entre *d* et E.

3. *Mesure*. — Aucun courant gazeux ne circulant dans la conduite, on déplace le chariot jusqu'à annuler le courant dans le galvanomètre.

Avec une conduite de 20^{mm} de diamètre et dans le cas de l'air, le déplacement de l'impact du faisceau est de 7,5 microns pour une vitesse moyenne de 1 cm : s; ce déplacement est d'ailleurs proportionnel à la vitesse, jusqu'à une vitesse de 5 m : s. L'erreur absolue dans la mesure est à peine de quelques mm : s.

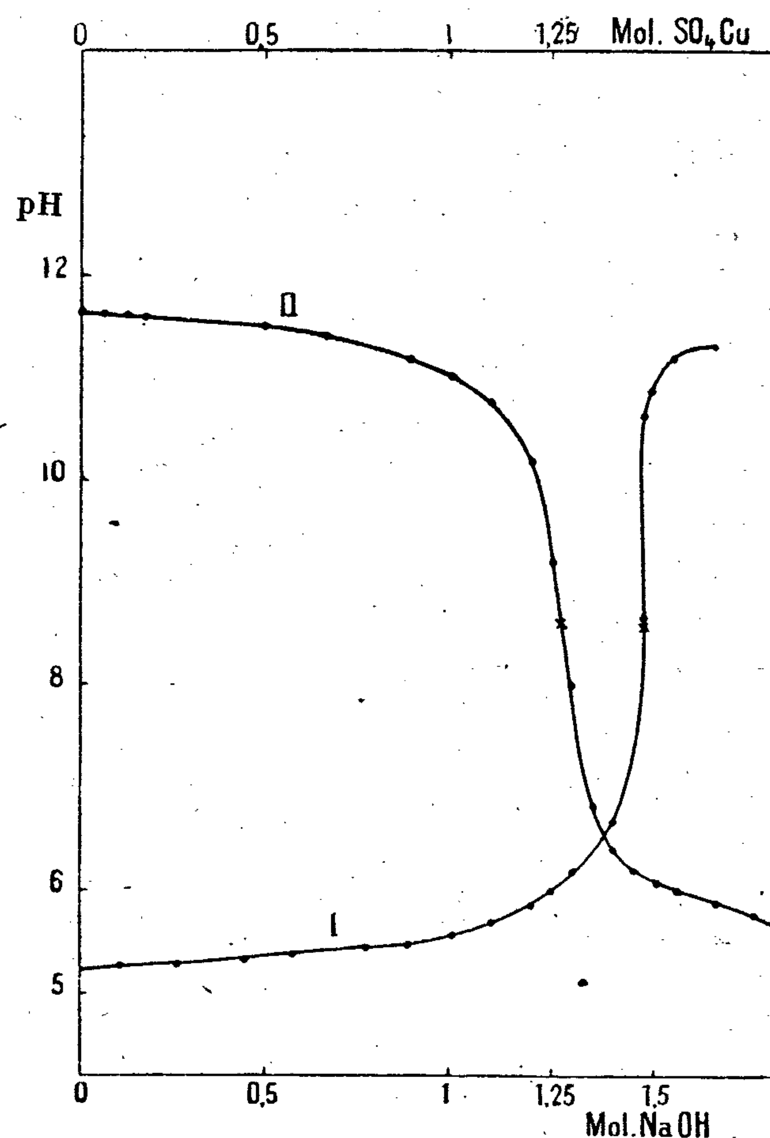
L'étalonnage ne vaut que pour un gaz donné, car le déplacement du faisceau est fonction de la mobilité des ions. Cependant il n'y aurait lieu de tenir compte des variations de l'humidité relative de l'air que dans des mesures très précises.

ÉLECTROCHIMIE. — *Titrage électrométrique des solutions de sulfate de cuivre par un alcali.* Note de Mme **Marie-Louise Brouty**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Afin de préciser le mécanisme de la précipitation des sels de cuivre par un alcali, j'ai effectué le titrage électrométrique de solutions de SO^4Cu 0,02 M par la soude normale dans un milieu de force ionique constante (addition

préalable à la solution de SO^4Na^2), afin d'éviter la variation des coefficients d'activité au cours du titrage. Le pH est déterminé grâce à une électrode de verre.

Tous les titrages sont faits sur des solutions exemptes de CO^2 sous atmosphère d'azote, le précipité étant maintenu en suspension par un courant gazeux. Toutes les courbes obtenues (voir la figure) ont l'allure I ou II selon que



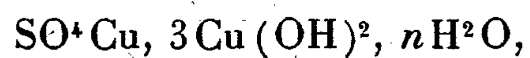
I, pour 1 mol. SO^4Cu; II, pour 1 mol. Na OH.

le titrage est fait par addition de soude au SO^4Cu ou par addition de sulfate de cuivre à la solution de soude.

Dans le cas I, la précipitation commence à pH 5,3 pour s'effectuer à pH sensiblement constant jusqu'à quelque distance du point d'inflexion; dans la région de celui-ci, le pH croît très rapidement. Les coordonnées du point d'inflexion correspondent à

$$n_i = \frac{\text{mol. NaOH}}{\text{mol. SO}^4\text{Cu}} = 1,48, \qquad \text{pH } 8,6.$$

Dans le cas du titrage inverse, le pH du point d'inflexion est encore 8,6 et, en ce point, le rapport $n_i = 1,52$, c'est-à-dire que pratiquement, dans ces deux cas, ce rapport a la même valeur moyenne égale à 1,5, ce qui montre que le point d'inflexion est un point d'équivalence correspondant à l'existence d'un précipité de formule



$$SO^4Cu, 3Cu(OH)^2, nH^2O,$$

même dans le cas où, comme dans les titrages du type II, le précipité est toujours en présence d'un excès de soude.

Comme vérification de ce résultat, j'ai cherché à calculer les produits de solubilité correspondant, l'un à la formation de $Cu(OH)^2$, l'autre à celle de $SO^4Cu, 3Cu(OH)^2$, c'est-à-dire les produits

$$[Cu][OH]^2 = K_{S_1},$$
$$[Cu][OH]^{\frac{3}{2}}[SO^4]^{\frac{1}{4}} = K_{S_2},$$

où [Cu], [OH], $[SO^4]$ représentent les activités respectives des ions, ceci dans l'hypothèse où la dissociation du sel basique ne donne que des ions simples.

[Cu] et [OH] sont calculables à partir des valeurs mesurées du pH et $[SO^4] = \text{const.}$, du fait de l'addition préalable de SO^4K^2.

Les calculs conduisent aux résultats suivants pour une solution de force ionique $\mu = \sqrt{2,4}$ et pour $[SO^4] = 0,2$:

NaOH ajouté (cm³)*...	0,1.	0,45.	0,6.	0,8.	1.	1,1.	1,13.	1.2.
pH	5,3	5,38	5,43	5,62	6,03	6,6	7	8,6
$K_{S_1}.10^{20}$	7,49	8,2	7,90	13,9	84,5	96,0	–	–
$K_{S_2}.10^{15}$	4,85	3,0	2,35	5,9	2,35	14,7	1,140	–

* $n_i = 1^{cm^3},2$.

L'examen de ce tableau montre d'abord que la valeur obtenue pour K_{S_1} n'est pas constante et, au surplus, diffère de la valeur connue du produit de solubilité de $Cu(OH)^2$ dans l'eau pure,

$$0,7 < K_{S_1}.10^{13} < 3.$$

En outre, aux erreurs d'expérience près, dans un domaine de pH compris entre 5 et 6,6, les valeurs de K_{S_2} sont sensiblement constantes et conduisent à la valeur moyenne $3,4.10^{-15}$. On peut en conclure que la précipitation du sulfate de cuivre par la soude se fait d'abord à l'état de sel basique, et les valeurs obtenues justifient le fait que ce composé doit se précipiter avant l'hydroxyde.

PHOTOMÉTRIE. — *Les variations de la fonction de visibilité relative dans la méthode de papillotement.* Note de M. **Félicien Blottiau**, présentée par M. Charles Fabry.

Depuis les expériences d'Ives la méthode de papillotement est considérée comme la plus précise des méthodes de photométrie visuelle. D'après cet auteur elle vérifierait la loi d'additivité à 1,5 % près et, d'après Dresler, à 1,9 % près. Plus récemment, M. Piéron (1) a trouvé un écart de 9 %, tandis que M. Blet (2) a déduit, de nombreuses mesures, que cette loi était rigoureusement vérifiée.

(1) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 284.
(2) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 531.

Cette question de la validité de la loi d'additivité est liée à celle des variations de la fonction de visibilité relative. On reconnaît facilement que, si cette fonction dépend de la composition de la lumière émise par la plage de comparaison, la loi d'additivité ne peut être exacte, quel que soit l'énoncé sous lequel on la présente.

Dans un article sous presse aux *Cahiers de Physique*, nous décrivons un procédé permettant d'étudier les variations de la fonction de visibilité dans l'égalisation des brillances de deux plages contiguës. On peut opérer d'une manière analogue pour la comparaison par papillotement.

Le principe de la méthode est le suivant : on égalise par papillotement deux plages, la première A étant invariable et de brillance spectrale énergétique $E(\lambda)$, et la seconde B formée par la superposition de deux lumières réglables en quantité. Ces lumières composantes auront des brillances spectrales énergétiques respectivement égales à $rR(\lambda)$ et à $gG(\lambda)$, r et g étant des facteurs indépendants de λ et variables au gré de l'observateur. On peut faire une infinité d'égalisations photométriques de B sur A en choisissant arbitrairement un des nombres r et g et en déterminant expérimentalement l'autre. Ces égalisations se traduiront par une relation de la forme

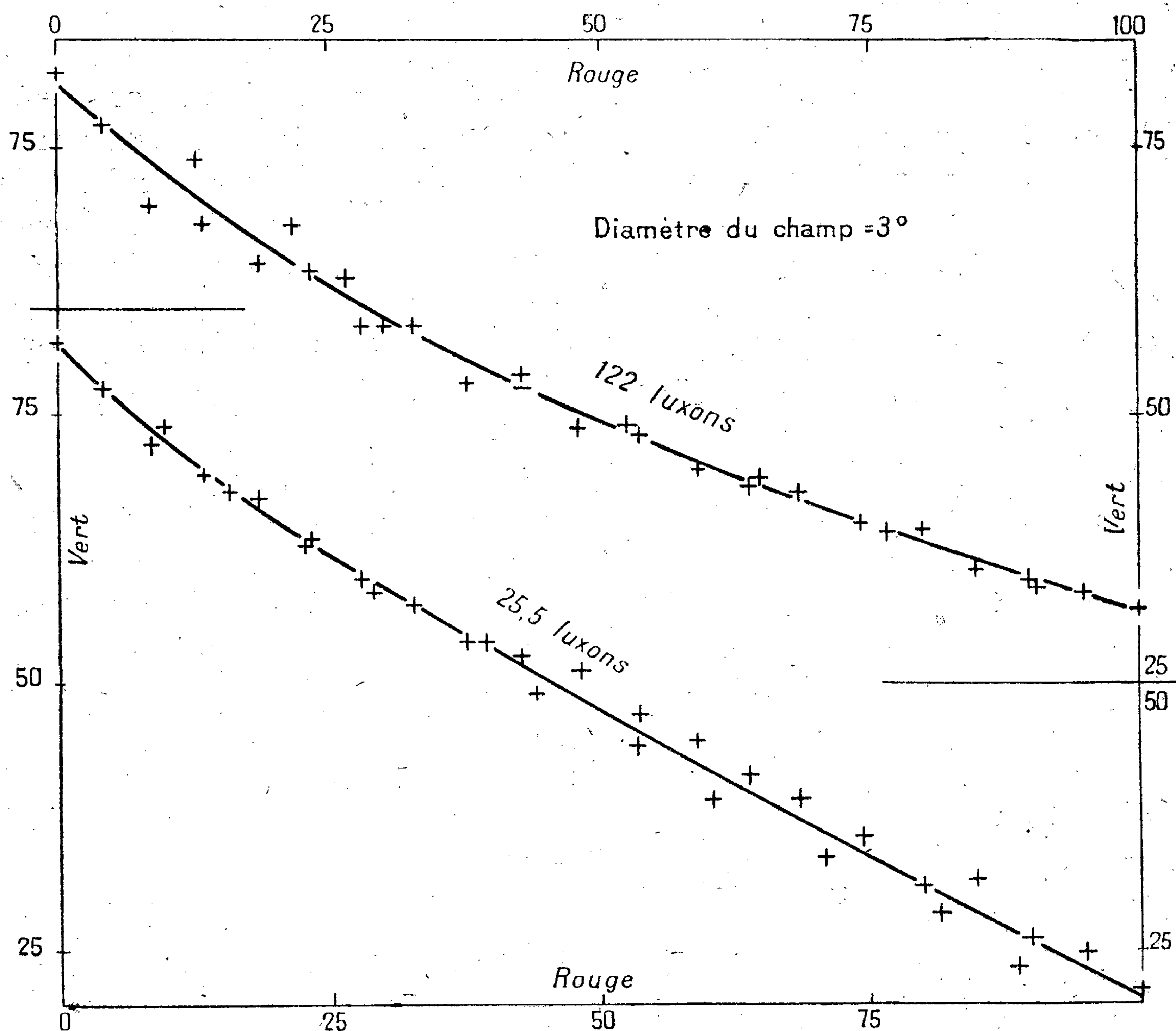
$$\int_0^\infty EV\,d\lambda = r\int_0^\infty RV\,d\lambda + g\int_0^\infty GV\,d\lambda,$$

où V est la fonction de visibilité relative. Si celle-ci ne dépendait pas de la composition de la lumière émise par B, les trois intégrales de cette relation seraient des constantes et, en portant r en abscisses et g en ordonnées, tous les points obtenus expérimentalement devraient se placer sur une droite.

Nous avons effectué l'expérience au moyen d'un colorimètre trichromatique Donaldson dont le cube de Lummer était remplacé par un disque tournant, qui portait deux miroirs plans occupant chacun un quadrant et se mouvant dans le plan où se trouvait antérieurement la section diagonale du cube. A était une surface de carbonate de magnésium éclairée par une lampe à incandescence à 2800°K. L'œil voyait alternativement cette plage et la lumière B, renvoyée par les miroirs, constituée par le mélange de trois faisceaux rouge, vert et bleu obtenus par filtration de la lumière émise par une lampe à incandescence au moyen de trois écrans Wratten (n°s 71, 62 et 49 B). Le faisceau bleu était invariable, la mesure des composantes verte et rouge donnait les facteurs r et g.

La figure représente les résultats pour deux éclairements rétiniens différents. Pour évaluer ceux-ci, nous avons adopté comme unité l'éclairement rétinien obtenu lorsque l'œil regarde une surface de brillance égale à une bougie : m^2, sa pupille étant limitée à 1$^{mm^2}$, unité pour laquelle nous avons proposé le nom de *luxon*. Chaque point correspond à une moyenne d'au moins 5 égalisations. Les abscisses et ordonnées sont proportionnelles aux quantités de lumière rouge et verte introduites.

On voit qu'on n'obtient pas rigoureusement des droites, surtout dans la région des faibles abscisses, où se présente une incurvation très nette. La



quantité fixe de lumière bleue introduite étant petite, on peut penser que la variation de la fonction de visibilité que traduit cette incurvation doit provenir de l'emploi d'une plage de comparaison très saturée. On remarque aussi que la pente de la portion sensiblement rectiligne est plus grande pour le plus faible éclairement, ce qui correspond à l'effet Purkinje inverse signalé par Ives.

En conclusion, on voit qu'on ne peut admettre une constance parfaite de la fonction de visibilité relative dans la méthode de papillotement pour une brillance déterminée, bien que les variations se révèlent moins importantes que dans la comparaison directe.

SPECTROSCOPIE. — *La symétrie et les modes de vibration de la molécule de benzène, d'après son spectre d'absorption infrarouge entre* 1250 *et* 2300 cm^{-1} *environ*. Note de Mlle **Annie Delay** et M. **Jean Lecomte**, présentée par M. Aimé Cotton.

A la suite des travaux de nombreux auteurs, on admet généralement que la molécule de benzène est plane et qu'elle se comporte, du point de vue spectro-

scopique, comme possédant un axe de symétrie sénaire, perpendiculaire à son plan (symétrie D_{6h}). Dès lors il doit exister une alternance complète entre les spectres d'absorption et de diffusion.

Dans la région comprise entre 1250 et 2300 cm^{-1} environ, que nous avons étudiée avec un spectromètre enregistreur assez dispersif, muni d'un prisme de fluorine, on ne prévoit qu'une seule bande d'absorption bien marquée, correspondant à la vibration fondamentale double dégénérée 19 *ab* (suivant la notation de Wilson), à laquelle on fait correspondre le maximum observé vers 1477 cm^{-1}. Or nous avons décelé la présence de bandes d'absorption à 1237 (f), 1313 (m), 1392 (aF), 1477 (TF), 1522 (F), 1564 (m), 1623 (m), 1683 (f), 1715 (tf), 1748 (tf), 1815 (F), 1964 (aF), 2070 (tf), 2127 (tf), 2217 (f) cm^{-1}. Ainsi que nous nous en sommes assurés, les maxima d'absorption du thiophène se montrent, dans cette région, assez différents de ceux du benzène pour qu'il ne puisse exister aucune ambiguïté d'attribution.

Les autres auteurs, en particulier Angus ([1]), indiquent, pour le benzène, des positions analogues pour ces zones d'absorption, qu'ils considèrent comme des fréquences de combinaison. Mais, *étant donnée l'intensité vraiment grande des bandes de* 1392, 1522 *et* 1815 cm^{-1}, *nous pensons qu'il s'agit des trois vibrations fondamentales* 15, 3 *et* 14 (*suivant la notation de Wilson*), *interdites dans l'absorption avec la symétrie* D_{6h}, *mais qui deviennent permises si la molécule se trouve moins symétrique* ([2]).

Pour justifier ce point de vue, nous avons enregistré le spectre de la pyridine, déjà antérieurement étudié dans la même région, mais avec une dispersion beaucoup moindre, par Coblentz ([3]). Nous trouvons ainsi, pour une épaisseur de quelques microns seulement, quatre bandes : 1377 (m), 1445 (TF), 1483 (aF) et 1600 (TF), qui correspondent sûrement à des vibrations fondamentales. La molécule de pyridine, on le sait, s'apparente étroitement à celle de benzène, un atome d'azote remplaçant seulement un groupement CH. Dès lors la symétrie de la molécule de pyridine n'est plus que C_{2v}, et presque toutes les vibrations peuvent donner naissance à des bandes infrarouges. En raison des forces de liaison un peu différentes dans le benzène et dans la pyridine, les maxima ne se trouvent pas exactement aux mêmes positions, mais il ne peut exister aucun doute que ceux de la pyridine correspondent aux bandes 1392, 1477, 1522 et 1815 cm^{-1} du benzène.

([1]) W. R. Angus, C. R. Bailey, C. K. Ingold, A. H. Leckie, C. G. Raisin, J. W. Thompson et C. L. Wilson, *Nature, London*, **136**, 1935, p. 680; *J. Chem. Soc.*, 1936, pp. 912-987.

([2]) R. W. F. Kohlrausch et R. Witteck (*Sitz. Akad. Wiss. Wien*, II *b*, **150**, 1941, pp. 75-98 et *Monatshefte f. Chem.*, **74**, 1941, p. 1-24) indiquent, pour les vibrations interdites 15 et 3, des fréquences d'environ 1320 et 1400 cm^{-1}, alors que d'autres auteurs calculent, pour la vibration 14, des fréquences comprises entre 1720 et 1852 cm^{-1}. Nos attributions se montrent donc en accord avec l'ordre de grandeur des prévisions.

([3]) *Invest. of Infrared Spectra* (*Publ. Carnegie Inst.*, **35**, Washington, 1905).

Ce qui précède indique donc que *la molécule de benzène, à l'état liquide, ne possède pas rigoureusement la symétrie* D_{6h}. Angus et ses collaborateurs avaient déduit cette conclusion de la concordance certaine entre des bandes infrarouges et des raies Raman (qui, comme nous l'avons dit, ne devrait pas exister dans le cas de la symétrie D_{6h}), et ils pensaient que cette dissymétrie provenait de l'action de forces intermoléculaires. L'étude par ces auteurs du benzène à l'état de vapeur, sous une épaisseur comparable à celle du liquide, conduit à constater l'existence d'une bande très forte vers 1485 cm^{-1}, mais aussi la persistance d'autres bandes beaucoup plus faibles, près de 1377 et 1808 cm^{-1}. A moins de les attribuer à des fréquences de combinaison, ce qui nous semble difficile, celles-ci ne devraient pas exister à l'état de vapeur, c'est-à-dire dans un état où pratiquement les actions intermoléculaires ne conduiraient pas à des déformations des molécules, et où les modifications dans la symétrie D_{6h} sont à expliquer d'une autre manière.

Nous pensons qu'il existe des molécules isotopiques $C_{12}^5C_{13}H^6$ qui sont, au point de vue des masses et de la symétrie, exactement équivalentes à la pyridine, et qui, dès lors, dans notre région spectrale, possèdent aussi quatre vibrations fondamentales distinctes : 15, 19*a*, 3 et 14. Celles-ci correspondraient aux bandes les plus fortes du benzène liquide, ci-dessus indiquées. Les atomes C_{13} se trouvent, par rapport aux atomes C_{12}, dans une proportion d'un peu moins de 1 %, mais chaque atome C_{13} correspond à cinq atomes C_{12}, ce qui crée, en réalité, environ 4 % de molécules $C_{12}^5C_{13}H^6$, relativement à $C_{12}^6H^6$. Cette proportion apparaît comme suffisante pour donner des bandes assez bien marquées. Rappelons d'ailleurs que d'autres auteurs ont rapporté à l'existence de ces molécules isotopiques en C_{13} la structure fine de la raie Raman vers 992 cm^{-1}.

Nous avons calculé, pour les modes de vibration 3, 14 et 15, le déplacement approximatif que l'on pourrait attendre pour des molécules $C_{13}^6H^6$ (le calcul direct se montrant impossible pour le type $C_{12}^5C_{13}H^6$). On trouve respectivement 13, 44 et 21 cm^{-1} environ, ce qui conduirait, pour des molécules $C_{12}^5C_{13}H^6$, à environ 2, 6,5 et 3,5 cm^{-1}. Ces nombres restent de l'ordre des erreurs expérimentales, de sorte que, pratiquement, les bandes des molécules isotopiques, avec un atome en C_{13}, doivent coïncider avec celles du benzène $C_{12}^6H^6$.

Notre analyse ne permet pas de distinguer si, à l'état liquide, les molécules de benzène s'éloignent un peu de la symétrie D_{6h} par suite de l'action des forces intermoléculaires ou de la présence des atomes C_{13}. Nous pensons qu'il s'agit d'une *superposition des deux effets*, ce qui expliquerait, pour le benzène liquide, l'intensité très notable des bandes que nous attribuons aux vibrations interdites, puisque toutes les molécules entrent en ligne de compte, alors que ces maxima d'absorption restent notablement plus faibles pour l'état de vapeur, où seulement des molécules isotopiques possédant une symétrie moindre peuvent concourir à leur apparition.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur le coefficient thermique de la diffusion en milieu aqueux.* Note [1] de Mlle **Marie Falinski**.

Il faut une grande précision dans les mesures pour déterminer avec exactitude la variation thermique du coefficient de diffusion. Le plus souvent, on s'est préoccupé du coefficient de température relatif $\alpha = (1/D)(dD/dT)$ (D désigne le coefficient de diffusion et T la température). D'après la théorie de Nernst [2] il serait, au voisinage de 18°, de 0,024 par degré, pour les acides et les bases et de 0,026 pour les sels; d'autre part [3] on a indiqué un nombre théorique voisin de 0,028. Expérimentalement, certains auteurs l'ont considéré comme fixe, d'autres comme variable avec la nature de la substance. W. Öholm [4] l'a calculé à partir de la formule $\alpha = (D_2 - D_1)/D(T_2 - T_1)$; les résultats obtenus ne peuvent avoir de valeur, ni pour un petit intervalle de température à cause de la grandeur de l'erreur relative commise sur la différence $D_2 - D_1$, ni pour un grand intervalle de température à cause de l'incertitude sur la valeur de D à introduire. Il est préférable de construire la courbe de variation de D en fonction de la température, de déterminer la pente de la tangente à la courbe pour la température moyenne de l'intervalle étudié, et de diviser cette grandeur par la valeur correspondante de D.

Il ne m'a pas été donné d'étudier l'influence de la température dans un très large domaine; j'ai dû me contenter des différences de température saisonnières d'un sous-sol variant de 0°,1 par jour en moyenne; l'écart de température étudié, entre l'été 1943 et l'hiver 1944, a été d'environ 9 degrés.

L'étude de la diffusion de l'acide chlorhydrique 0,5*n* dans l'eau par la méthode de Scheffer-Kawalki [5], effectuée avec des appareils de constante élevée correspondant à des couches de 2^cm environ, m'a fourni des résultats particulièrement réguliers. Les diagrammes 1 et 2 représentent les coefficients de diffusion exprimés en cm^2/jour, en fonction de la température centésimale, obtenus avec deux appareils différents de constante voisine. Je n'ai pu observer de courbure sensible dans la variation, qui est croissante et linéaire entre 9° et 18°. Le coefficient absolu dD/dT est de 0,052 cm^2/jour et par degré, ce qui correspond à un coefficient thermique relatif de 0,025 à 14°. Il m'a paru intéressant de déterminer cette même grandeur, pour des substances de coefficients de diffusion très différents. J'ai donc étudié, à ce point de vue, les solutions de chlorure de potassium et de chlorure de sodium normales en présence d'eau. Pour ces substances, de coefficient de diffusion beaucoup plus

(1) Séance du 22 mai 1944.

(2) *Zeits. phys. Chem.*, 2, 1888, p. 613.

(3) J. Duclaux, *Traité de Chimie Physique*, 2, Chap. I, p. 62.

(4) *Zeits. phys. Chem.*, 50, 1904-1905, p. 309.

(5) *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 755.

bas, j'ai observé aussi une croissance linéaire, mais avec un coefficient absolu de température plus faible, soit respectivement 0,032 et 0,027 cm²/jour et par degré, ce qui correspond à des coefficients relatifs très voisins de celui de

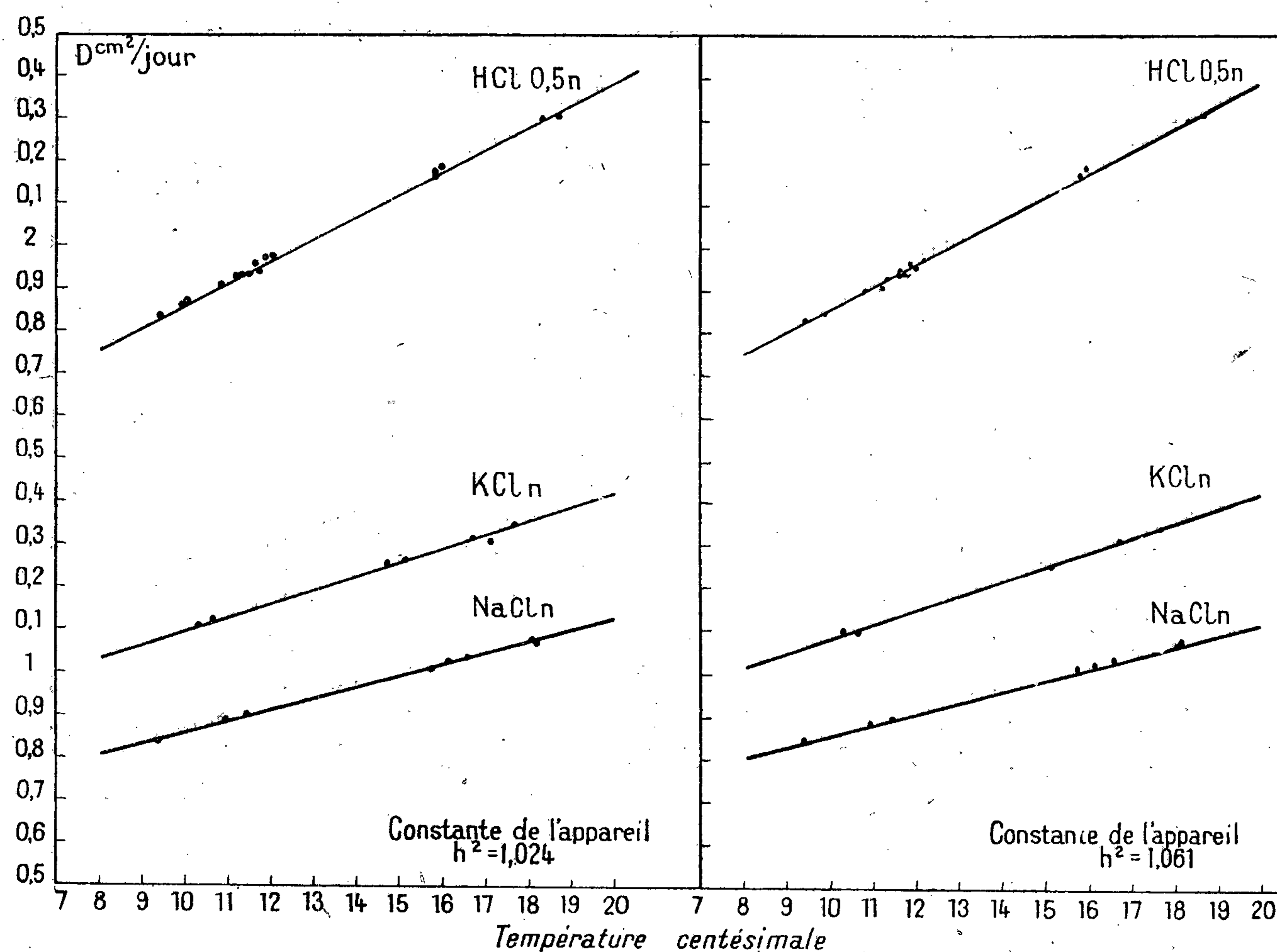


Fig. 1. Fig. 2.

l'acide chlorhydrique, comme le montrent les nombres suivants ([6]) :

	HCl 0,5*n*.	KCl *n*.	NaCl *n*.
$\alpha_{14°}$	0,025	0,026	0,028

Les différences entre ces valeurs sont de l'ordre des erreurs expérimentales.

([6]) Si la courbe de variation de D reste linéaire et de même pente au delà des températures extrêmes étudiées, on a évidemment les valeurs suivantes de α pour ces deux températures :

	HCl 0,5*n*.	KCl *n*.	NaCl *n*.
$\alpha_{18°}$	0,023	0,024	0,025
$\alpha_{10°}$	0,028	0,029	0,031

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude comparative des spectres Raman de dérivés tétrahydro- et dihydrofuraniques.* Note de MM. **Charles Glacet** et **Joseph Wiemann**, présentée par M. Marcel Delépine.

Pour confirmer la structure de produits tétra- et dihydrofuraniques obtenus synthétiquement ([1]), ([2]), ([3]) ([4]), nous en avons pris les spectres Raman avec leur polarisation, et nous les avons comparés avec des corps analogues de structure connue.

Voici les spectres obtenus (1er nombre, ν en cm^{-1}; 2e nombre, intensité de 0 à 10; 3e nombre, valeur de ρ).

Glucose ([5]). — 404 (3-0,77); 430 (10-0,77); 458 (5-0,30); 498 (5-0,35); 524 (4-0,24); 550 (2-0,17); 848 (bde 2-0,5 à 0,6); **900** (3-0,40); **917** (3-0,40); 1020 (4-0,5 à 0,6); 1071 (6-0,46); 1128 (8-0,73 à 0,85); 1160 (3-0,75); 1269 (2-6/7); 1328 (3-6/7); 1373 (4-0.74 à 0,84); 1465 (3-6/7).

2-*éthyltétrahydrofurane*. — 405 (7-0,1); 450 (bde 1-0); 768 (2-0); 780 (1-0); **841** (4-0,1); **868** (3-0,1); 923 (TF 0,1); 1013 (2-0,7); 1035 (4-0,2); 1051 (2-0.3); 1113 (1-6/7); 1192 (1-6/7); 1238 (1-0,7); 1282 (1-6/7); 1387 (1-0,7); 1447 (10-6/7); 1465 (5-6/7); 1488 (2-6/7); 2917 (af); 2940 (af); 2973 (af).

2-*vinyl*-2.5 *dihydrofurane*. — 270 (5-0,6); 297 (3-0,3); 403 (6-0,5); 438 (3-0,7); 479 (6-0,6); 566 (1-0,5); 621 (1-0,4); 657 (1-0,8); 696 (2-0,8); 755 (2-0,7); 802 (4-0,7); 874 (8-0,6); **922** (6-0,8); **949** (6-0,6); 998 (2-0.7); 1020 (5-0,8); 1098 (9-6/7); 1135 (2-6/7); 1182 (4-6/7); 1259 (4-6/7); 1280 (8-6/7); 1302 (8-6/7); 1322 (3-6/7); 1349 (3-6/7); 1383 (2-0,6); 1400 (3-6/7); 1416 (4-0,7); 1472 (9-6/7); 1560 (2-0,4); 1584 (2-0,6); 1614 (10-6/7); 1640 (10-6/7).

2-*vinyl*-5 *hydroxytétrahydrofurane* (forme A). — 306 (1-0); 346 (2-0); 417 (1-0); 445 (1-0); **834** (3-02); **852** (10-0,1); 903 (4-0,2); 926 (2-0,6); 964 (1-6/7); 991 (2-0,5); 1015 (1-0,4); 1096 (tf -0); 1197 (1-0,6); 1286 (4-0,4); 1308 (1-0,3); 1428 (2-0,3); 1442 (2-0,7); 1643 (TF -0,1).

2-*éthyl*-5 *hydroxytétrahydrofurane* (forme A). — 372 (1-0,2); 402 (3-0,1); 417 (2-0,1); 443 (2-0,2); 769 (3-0,5); 783 (3-0,4); **844** (10-0,1); **908** (6-01); 947 (2-0,3); 879 (2-0,3); 1006 (2-0,4); 1020 (2-0,3); 1042 (2-0,2); 1130 (2-0,2); 1198 (2-0,4); 1277 (2-0,4); 1337 (1-0,3); 1360 (2-0,3); 1384 (2-0,6); 1440 (10-0,7); 1460 (6-0,6).

2-*propényl*-5 *méthyl*-4.5 *dihydrofurane**. — 179 (3-6/7); 265 (2-6/7); 300 (2-6/7) 382 (7-0,3); 400 (4-0,4); 544 (6-0); 651 (1-6/7); 713 (1-0,3); 775 (1-0,5); 806 (3-0,3); 835 (2-0,4); **873** (6-0,5); **900** (4-0,4); 958 (4-0,4); 1012 (3-0,4); 1040 (2-0,5); 1061 (5-0,4); 1082 (4-0,4); 1139 (10-0,6); 1157 (5-0,7); 1177 (3-0,5); 1247 (3-0,5); 1301 (10-0,5); 1349 (4-0,6); 1377 (4-6/7); 1452 (7-6/7); 1577 (2-0,1); 1610 (TF partiellement polarisé); 1669 (TF partiellement polarisée).

2-*propényl*-3 *méthyl*-2.3 *dihydrofurane**. — 178 (2-6/7); 226 (2-0,7); 249 (3-6/7); 288 (1-6/7); 442 (3-0); 560 (13-0,1); 766 (4-0); 780 (3-0); **893** (2-0,5); **910** (2-0,8); 980 (5-0,6); 1013 (1-0,4); 1050 (1-0,4); 1082 (2-0,2); 1102 (2-0,2); 1141 (2-0,5); 1162 (2-0,4);

([1]) Charles Glacet et Joseph Wiemann, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1233.
([2]) Charles Glacet, *ibid.*, **208**, 1939, p. 1323.
([3]) Charles Glacet, *ibid.*, **210**, 1940, p. 479.
([4]) Charles Glacet, *ibid.*, **218**, 1944, p. 283.
([5]) Cliché pris par Mlle Marie-Louise Delwaulle.

1198 (3-0,3); 1239 (2-0,3); 1267 (2-0,2); 1280 (2-0,3); 1352 (3-0,4); 1383 (8-0,6); 1433 (10-0,8); 1455 (5-0,8); 1610 (TF 0,5 à 0,7); 1678 (TF -0,7).

2-*propényl*-5 *méthyl*-3 *hydroxytétrahydrofurane**. — 200 (bde 1-6/7); 355 (2-0,5); 380 (3-0,5); 407 (4-0,5); 615 (1-0); 778 (1-0,4); **834** (3-0,2); **866** (3-0,2); 938 (3-0,2); 978 (2-0,3); 995 (2-0,6); 1045 (2-6/7); 1102 (bde 3-0,4); 1154 (2-0,4); 1198 (1-6/7); 1250 (2-0,3); 1303 (10-0,3); 1348 (3-0,3); 1383 (4-0,3); 1455 (10-0,6); 1677 (TF 0,2 à 0,3).

2-*propényl*-3 *méthyl*-5 *hydroxytétrahydrofurane**. — 207 (bde 3-0,8); 380 (2-05); 397 (5-0); 770 (2-0); 782 (3-6/7); **837** (8-0,2); **872** (5-0,3); 932 (4-0); 982 (bde 3-6/7); 1042 (3-0,8); 1095 (bde 3-0,3); 1152 (3-0,1); 1161 (3-0); 1195 (2-0); 1246 (3-0); 1302 (10-0,5); 1346 (3-0,8); 1378 (5-0,8); 1452 (10-0,7); 1675 (TF 0,2 à 0,3).

2-*propyl*-5 *méthyl*-3 *hydroxytétrahydrofurane**. — 235 (tf); 385 (f. dép); 488 (f); 577 (tf); 745 (tf); 800 (ft pol); 821 (AFt pol); **878** (af -0,3); **903** (AF 0,3); 936 (tft pol); 985 (f 6/7); 1038 (af; 0,3); 1112 (af dep); 1135 (af dep); 1161 (f dep); 1199 (tf dep); 1268 (ft pol); 1302 (AF 0,3); 1358 (AF 0,2); 1379 (f dep); 1437 (F dep); 1460 (TF 0,5).

2-*propyl*-3 *méthyl*-5 *hydroxytétrahydrofurane**. — 255 (bde 1-6/7); 315 (bde 1-6/7); 738 (2-0,1); 753 (2-01); 785 (3-0,7); 813 (10-0,2); **878** (5-0,2); **901** (5-0,2); 937 (3-0,3); 978 (2-0,2); 1038 (5-0,3); 1098 (5-0,6); 1132 (5-0,3); 1302 (6-0,2); 1361 (3-0,4); 1433 (10-0,4); 1458 (TF 0,5); 2902 à 2960 (aft pol).

Les formules marquées par un astérisque résultent de la Note (2); un travail analogue à celui qui a fait l'objet de la Note (4) est entrepris en vue d'établir avec plus de certitude la position des chaînes latérales.

Un tableau plus complet sera publié dans un autre périodique.

Les remarques suivantes peuvent être déduites de l'examen de ces spectres.

1° Dans aucun de ces spectres nous ne trouvons de raie caractéristique du carbonyle; pourtant chaque corps contient un oxygène qui ne donne pas les réactions de l'oxhydrile, et la plupart de ceux qui comportent un oxhydrile peuvent être regardés comme des aldéhydes ou des cétones γ-hydroxylés.

2° Tous les clichés présentent un doublet vers 850 cm^{-1}, fort ou assez fort, qui se déplace vers 880-900 cm^{-1} pour les dérivés hydroxylés saturés (un peu moins déplacé dans les spectres de leurs acétines) et vers 900 à 935 pour les dérivés comportant une double liaison dans le noyau. Les oses étudiés dans la Note (6) présentent tous cette raie. Nous avons plus spécialement étudié ce doublet; il semble devoir être attribué à la fréquence de pulsation ω_1 de la chaîne à 5 atomes (cf. Kohlrausch, p. 1567 et Godchot, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 1575); en général les oses possèdent en outre une raie vers 820, qui doit sans doute être, au contraire, attribuée au cycle pyranique.

L'attribution du doublet vers 850 cm^{-1} repose sur les résultats expérimentaux suivants : comme prévu pour une fréquence de cycle, ce doublet est toujours assez polarisé, en tout cas jamais dépolarisé; de plus il se déplace vers les plus grandes fréquences quand on introduit dans le noyau une liaison éthylénique.

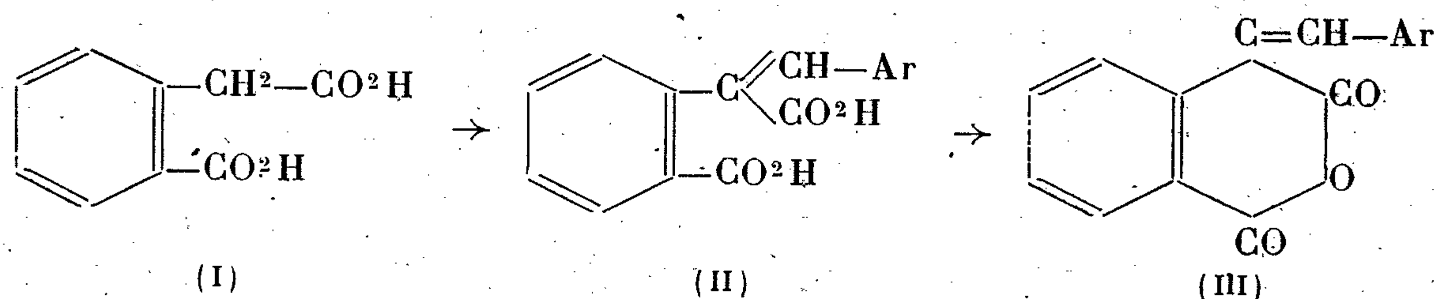
L'étude de ces dérivés furaniques, que nous poursuivons, et celle d'autres dérivés cycliques nous permettront sans doute de préciser l'influence des substituants sur ces fréquences caractéristiques.

---

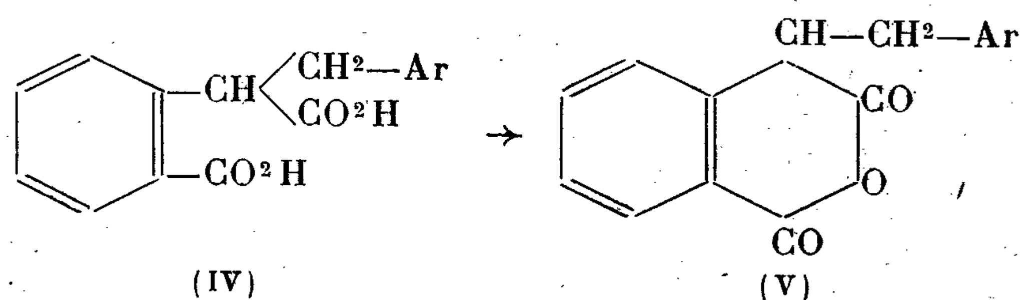
(6) JOSEPH WIEMANN, *Comptes rendus*, **203**, 1935, p. 789; pour le spectre du glucose figurant dans cette Note, *au lieu de* 1145 ± 9, *lire* 1127 ± 6.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Nouveaux dérivés de l'acide homophtalique.* Note de M. **Buu-Hoï**, présentée par M. Marcel Delépine.

J'ai pu montrer (1) que la condensation des esters de l'acide homophtalique (I) avec les aldéhydes aromatiques les plus variés, en présence d'éthylate de sodium, permettait d'accéder aisément à la famille intéressante des acides



arylidène-homophtaliques (II). Ces derniers corps, déshydratés, conduisent aux anhydrides correspondants fortement colorés (III); au contraire, par réduction, ils fournissent les acides α-arylalcoylhomophtaliques (IV) dont les anhydrides (V) sont toujours incolores.



Le présent travail a pour but de compléter ces données préliminaires en apportant la description d'une famille de nouveaux dérivés appartenant aux séries (II), (III), (IV) et (V).

a. Homophtalate diéthylique : ce corps, qui semble déjà être très connu, mérite une mention particulière, car, contrairement aux données de la littérature, je l'ai toujours obtenu sous la forme solide, à l'état de belles aiguilles incolores longues de plusieurs centimètres, fondant à la température ordinaire, et distillant à 160-162° sous 12^{mm}.

b. $C^{15}H^{20}O^{4}$, *homophtalate d'isopropyle* : contrairement à la série phtalique, on ne savait rien des conditions d'estérification de l'acide homophtalique par les alcools secondaires. J'ai montré que l'ester di-isopropylique se forme très facilement en chauffant l'acide avec l'alcool contenant une petite quantité de ClH ou de $SO^{4}H^{2}$. Le diester obtenu cristallise facilement de l'éther de pétrole en longues aiguilles incolores F 30°. Les propriétés chimiques sont, au demeurant, les mêmes que celles de l'ester précédent (dans les deux cas, les spectres d'absorption ultraviolette montrent l'absence de toute trace d'énol).

c. $C^{17}H^{14}O^{5}$ [(II), $Ar = C^{6}H^{4}.OCH^{3}_{(2)}$], *acide ortho-méthoxybenzylidène-homophtalique* s'obtient selon la technique habituelle à l'éthylate de Na, à partir de l'éther méthylique de l'aldéhyde salicylique. L'acide *o*-méthoxybenzylidène-homophtalique cristallise de l'acide acétique à 80 % sous forme de cristaux brillants, sensiblement incolores, fondant vers 212° environ. Ce corps se déshydrate avec la plus grande facilité, en particulier par chauffage avec le chlorure d'acétyle; on aboutit ainsi à :

(1) *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 643.

d. $C^{17}H^{12}O^{4}$ [(III), Ar = $C^{6}H^{4}.OCH^{3}_{(2)}$], *l'anhydride o-méthoxybenzylidène-homophtalique*. Ce sont des cristaux jaune genêt, fondant à 171°, se dissolvant dans l'acide sulfurique en donnant des solutions rouge sang; devient orangé par chauffage (thermochromie, comme chez les fulgides).

e. $C^{17}H^{16}O^{5}$ [(IV), Ar = $C^{6}H^{4}.OCH^{3}_{(2)}$], *acide o-méthoxybenzyl-homophtalique*, obtenu à partir de l'acide non saturé par réduction à l'amalgame de sodium à 2,5 %; cristaux incolores fondant vers 168° (de l'acide acétique dilué).

f. $C^{17}H^{14}O^{6}$ [(II), Ar = $C^{6}H^{3}(OCH^{3})_{(3)}.(OH)_{(4)}$], *acide vanillylidène-homophtalique*, cristaux incolores, solubles dans l'eau bouillante, très solubles dans l'acide acétique, F 184°, donne une substance orangée par action du chlorure d'acétyle.

g. $C^{16}H^{11}O^{4}Cl$ [(II), Ar = $C^{6}H^{4}Cl_{(2)}$], *acide o-chlorobenzylidène-homophtalique*, cristaux brillants faiblement jaunâtres, fondant vers 240° avec décomposition, peu solubles.

h. $C^{16}H^{11}O^{6}N$ [(II), Ar = $C^{6}H^{4}NO^{2}_{(4)}$], *acide p-nitrobenzylidène-homophtalique*, cristaux légèrement jaunâtres, peu solubles dans l'acide acétique, fondant à 239° avec décomposition (après cristallisation dans l'acide acétique glacial).

i. $C^{18}H^{14}O^{5}$ [(III), Ar = $C^{6}H^{3}(OCH^{3})^{2}_{(3.4)}$], *anhydride vératrylidène-homophtalique*, cristaux rouges orangés (couleur ressemblant à celle du bichromate de potassium), F 189°, se dissolvant en rouge foncé dans l'acide sulfurique pur.

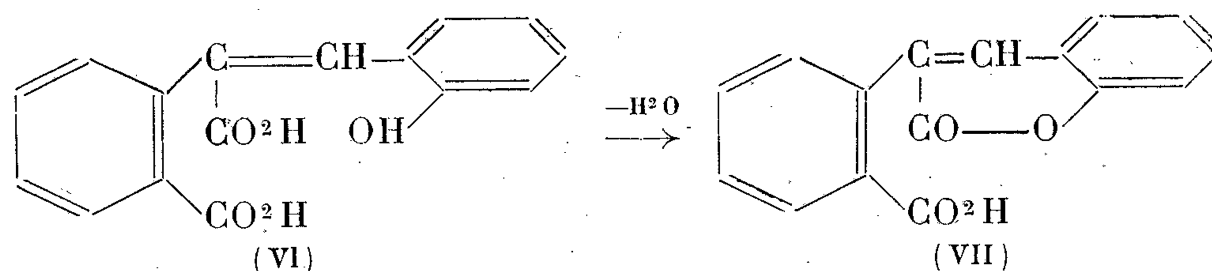
j. $C^{18}H^{18}O^{6}$ [(IV), Ar = $C^{6}H^{3}(OCH^{3})^{2}_{(3.4)}$], *acide 3.4-diméthoxybenzyl-homophtalique*, cristaux blancs, F 153°, obtenus par réduction de l'acide non saturé déjà décrit dans une Note antérieure, soit par l'amalgame de Na, soit par la méthode catalytique.

k. $C^{18}H^{16}O^{5}$ [(V), Ar = $C^{6}H^{3}(OCH^{3})^{2}_{(3.4)}$], *anhydride 3.4-diméthoxybenzyl-homophtalique*, s'obtient en dissolvant le corps précédent dans un excès de chlorure d'acétyle au bain-marie, et en abandonnant la solution à l'évaporation; cristaux incolores, F 152°, se dissolvant dans les alcalis alcooliques avec une vive coloration jaune fugace (énolisation).

l. $C^{17}H^{14}O^{6}$ $\left[(IV), Ar = C^{6}H^{3}\left\langle{}^{O}_{O}\right\rangle CH^{2}_{(3.4)}\right]$, *acide 3.4-dioxyméthylènebenzyl-homophtalique*, s'obtient en réduisant l'acide pipéronylidène-homophtalique déjà décrit ailleurs; cristaux incolores, solubles dans l'eau chaude, F 177°.

m. $C^{17}H^{14}O^{4}$ [(V), Ar = $C^{6}H^{4}.OCH^{3}_{(4)}$], *anhydride p-méthoxybenzyl-homophtalique*, ce sont des cristaux incolores, très solubles dans l'acide acétique, F 158-159° avec jaunissement préalable. Se dissout en jaune intense dans les alcalis alcooliques.

Une mention spéciale doit être faite au sujet de la condensation de l'aldéhyde salicylique avec les esters homophtaliques en présence d'éthylate de sodium. Dans ces conditions, on obtient, non l'acide ortho-hydroxybenzylidène-homophtalique (VI), mais aussitôt son



produit de déshydratation lactonique, l'α.*o*-carboxyphényl-coumarine (VII), sous la forme de beaux cristaux incolores, fondant à 188°, solubles dans l'eau bouillante, très solubles dans l'acide acétique, non réductibles par l'amalgame de sodium, même utilisé en très grand excès. J'avais déjà signalé (²) la facilité de synthèse des isocoumarines arylées à partir de l'acide homophtalique. Voici maintenant la série coumarique qui peut également être abordée par la même voie. Des recherches sont poursuivies dans ce sens, en particulier sur la condensation des esters homophtaliques avec les aldéhydes *o*-hydroxy-naphtoïques.

(²) *Ibid.*, **209**, 1939, p. 321.

PHYSIQUE VÉGÉTALE. — *Sur le dégagement de chaleur manifesté au cours des premiers stades de l'hydratation des graines.* Note de MM. **Henri Prat** et **Édouard Calvet**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Dans le cadre de notre étude de l'organogenèse végétale ([1]), nous avons cherché à analyser, par l'examen de leurs manifestations thermiques, les premiers stades du réveil de l'activité végétative dans les graines. Pour cela nous avons utilisé le micro-calorimètre à compensation de A. Tian ([2]). Cet appareil permet de mesurer des débits thermiques de 1/1000 de petite calorie par heure ([3]). De plus il fonctionne à température constante, la chaleur produite étant aussitôt éliminée par effet Peltier dans des couples thermoélectriques ou, inversement, la chaleur absorbée étant compensée par effet Joule. Cette haute sensibilité et cette constance de la température sont deux conditions précieuses pour l'analyse des phénomènes biologiques; cependant jusqu'ici cet appareil n'a pas été appliqué à la biologie végétale.

Dans nos expériences, la température a été maintenue égale à 17°. Sur le Blé nous avons obtenu les résultats suivants : dès leur mise en contact avec l'eau, les grains dégagent une quantité notable de chaleur. En 7 à 8 minutes le débit atteint un maximum, de l'ordre de 0,5 cal/h pour 1^g de grains mis au contact de 1^g d'eau (A). Puis il décroît et s'annule (B) au bout de 10 à 15 heures. Ensuite, après un temps mort (BC) d'une durée variable en fonction des quantités d'eau et d'oxygène fournies, il reprend, pour s'élever dès lors constamment (CD). Au bout de 2 jours, il est de l'ordre de 0,2 cal/h.

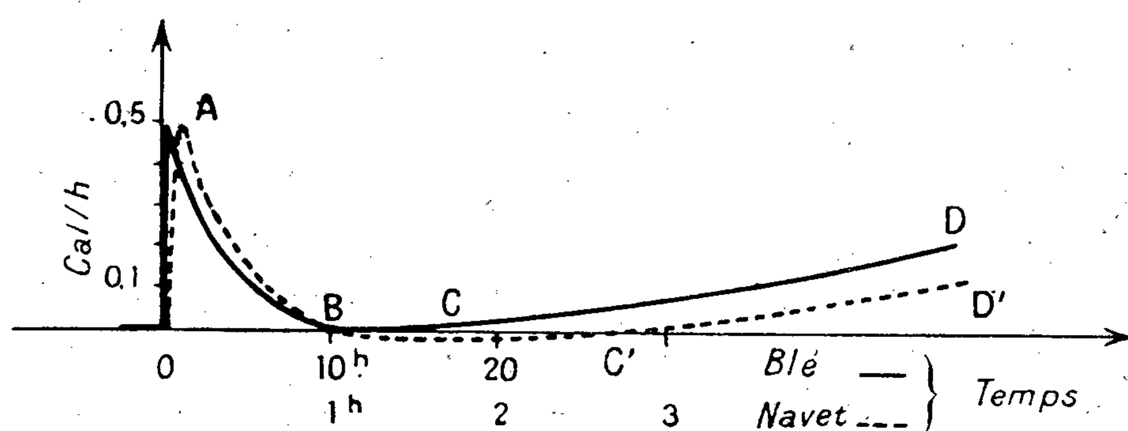
Nous pouvons interpréter ces faits de la façon suivante : le dégagement de chaleur manifesté dans la première phase OAB est dû à l'hydratation progressive des diverses parties du grain; somme algébrique de réactions exothermiques et endothermiques; adsorptions, imbibitions, dissolutions etc. Nous proposons de l'appeler *thermogenèse physicochimique*. La quantité totale de chaleur qu'elle fournit est de $1^{cal},5$ à $2^{cal},5$ pour 1^g de grains, fonction de l'état initial de dessiccation. Après le temps de latence BC, le nouveau tronçon ascendant de la courbe, CD, marque l'entrée en jeu des phénomènes physiologiques de la germination, d'abord surtout cataboliques : respiration, fermentation etc. Nous appellerons cette seconde phase *thermogenèse biologique*. Dans certaines conditions, le temps BC peut être réduit à zéro, et même le débit thermique marquer simplement un minimum en B sans s'annuler, les deux phases empiétant alors l'une sur l'autre.

([1]) H. Prat, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 253; **217**, 1944, p. 518.
([2]) *Ibid.*, **172**, 1924, p. 705.
([3]) Mme Béranger-Calvet, *J. Chim. Phys.*, **24**, 1927, p, 315; E. Calvet, *ibid.*, **30**, 1933, p. 1.

Comparée à celle du Blé, la thermogenèse physicochimique des graines de Navet offre : 1° un maximum équivalent (0,5 cal/h); 2° une durée environ 10 fois plus brève dans sa phase descendante (1 heure au lieu de 10); 3° une valeur totale environ 10 fois moins élevée. En outre leur thermogenèse biologique C′D′ est plus précoce, commençant au bout de 3 heures au lieu de 10 à 18. Ce raccourcissement des durées est probablement dû en partie à la taille plus petite de ces graines, permettant une hydratation plus rapide. Mais en outre jouent aussi les différences spécifiques de constitution histologique, de chimisme des réserves etc., comme le montre l'écart des valeurs totales de thermogenèse physicochimique.

Sur des grains broyés le débit calorifique est plus intense et plus bref : pour le Blé, son maximum atteint 10 cal/h et sa durée est de moins de 1 heure. Mais la quantité totale de chaleur fournie reste la même.

Ces résultats nous conduisent à introduire, dans la succession des phases du développement de la plantule, la distinction d'un nouveau stade, le premier de tous, pour lequel nous proposons le nom d'*hydrostade*. Il est caractérisé



par l'hydratation progressive du grain et par la thermogenèse physicochimique que nous venons de mettre en évidence. Morphologiquement il correspond à la période de gonflement. C'est le stade initial : prélude indispensable de tous les autres il est, par contre, déclenché indépendamment de toute intervention extérieure autre que celle de l'eau. Ce stade franchi, le mécanisme se trouve armé et prêt à répondre aux autres facteurs. C'est alors seulement que la graine entre dans le *thermostade* (le plus sensible aux influences thermiques), reconnu par Lyssenko et dont nous caractériserons désormais le point de départ par le début de la thermogenèse biologique. Le nouveau facteur qui entre en scène est alors la température et, lié avec elle en raison de la respiration qu'elle règle, l'oxygène. Les expériences de vernalisation portent sur ce thermostade, ainsi précisé, et après le franchissement préalable de l'hydro-stade tel que nous venons de le définir.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Étude comparée chez le Pigeon et chez le Rat des modifications de l'excitabilité neuromusculaire au cours de l'avitaminose B globale ou partiellement compensée.* Note [1] de MM. **Raoul Lecoq, Paul Chauchard** et Mme **Henriette Mazoué**, présentée par M. Emmanuel Leclainche.

Le groupe des vitamines B reste jusqu'ici assez confus. On a voulu attribuer à la vitamine B_1 (aneurine ou thiamine) des propriétés spécialement antinévritiques et à la vitamine B_2 (riboflavine) un rôle actif dans l'utilisation des glucides. Mais des lésions nerveuses furent également notées dans la carence stricte de vitamine B_2 [2] et l'intervention de la vitamine B_1 dans le métabolisme des glucides (et même des lipides et des protides) n'est pas contestable [3]. La limite du groupe n'est pas elle-même mieux définie; certains ne reconnaissent à la vitamine P-P d'activité expérimentale que sur le Chien et les pseudovitamines B se multiplient, les unes semblant n'avoir d'action que sur le Rat et les autres sur le Pigeon. Utilisant la méthode chronaximétrique pour mesurer les troubles de l'excitabilité neuromusculaire qui résultent de telles avitaminoses, nous nous sommes proposé de reprendre le problème, soumettant concurremment Rats et Pigeons à des régimes totalement privés de vitamines B ou additionnés de certaines de ces vitamines ou même d'extrait de levure de bière les fournissant toutes.

Pigeons. — En accord avec les observations antérieures [4], on note chez le Pigeon en avitaminose B globale deux phases successives : un allongement des temps d'excitation nerveuse survenant plus ou moins rapidement entre le 3e et le 12e jour, puis un raccourcissement qui lui succède. La simple addition d'aneurine ou même d'extrait de levure de bière autoclavé 2 heures à +120° (avitaminose B_1 stricte) entraîne la suppression de la période d'allongement, le raccourcissement des temps d'excitation nerveuse apparaît alors dès le 4e jour. Inversement, la simple addition de riboflavine ou l'addition conjointe de vitamines B_1 et B_2 laisse subsister le stade d'allongement, mais une addition supplémentaire d'amide nicotinique le fait disparaître et la phase de raccourcissement commence alors dès le 2e jour. Dans tous les cas on observe (en général assez tardivement) une augmentation des temps d'excitation musculaire. Par contre toutes les mesures chronaxiques se montrent normales quand la ration est additionnée d'extrait de levure non autoclavé (régime complet).

(1) Séance du 5 juin 1944.

(2) B. et P. Chauchard et A. Raffy, *C. R. Soc. Biol.*, **137**, 1943, p. 45,

(3) R. Lecoq, *Thèse Doct. Sc. nat.*, Paris, 1934; *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 665.

(4) G. Mouriquand, A. Leulier et G. Morin, *C. R. Soc. Biol.*, **112**, 1933, p. 485; R. Lecoq, P. Chauchard et H. Mazoué, *Bull. Soc. Chim. biol.*, **25**, 1943, p. 73; *C. R. Soc. Biol.*, **138**, 1944, p. 10.

Rats. — Dans l'avitaminose B globale du Rat, le stade d'allongement des temps d'excitation nerveuse ne s'observe pas, le raccourcissement apparaissant d'emblée aux environs du 7e au 8e jour. A l'inverse du Pigeon, l'évolution diphasique s'observe dans l'avitaminose B_1 stricte, obtenue par addition au régime d'extrait de levure autoclavé ([5]). L'addition d'aneurine n'entraîne que peu de changement à l'évolution de la carence globale, alors que la simple addition de riboflavine commande l'évolution diphasique, un peu plus précoce peut-être que dans l'avitaminose B_1, la phase d'allongement s'observant du 5e au 11e jour au lieu du 7e au 14e jour. Données conjointement, les vitamines B_1 et B_2 suppriment la période d'allongement, qui se montre d'une manière fugace si l'on ajoute en outre de l'amide nicotinique. Comme chez le Pigeon, dans toutes les expériences précédentes, les temps d'excitation musculaire augmentent plus ou moins tardivement. D'autre part tous les troubles chronaximétriques disparaissent par addition au régime d'extrait de levure de bière non autoclavée.

Présence ou absence de la phase d'allongement des temps d'excitation nerveuse chez le Pigeon et chez le Rat soumis à un régime d'avitaminose B *globale :*

	Sans aucune addition.	+ B_1.	+ B_2.	+ B_1 et B_2.	+ B_1, B_2 et P-P.	+ Extrait de levure autoclavé.	+ Extrait de levure non traité.
Pigeon......	+	—	+	+	—	—	—
Rat.........	—	—	+	—	+	+	—

Interprétation des résultats et conclusions. — La mesure chronaximétrique des troubles de l'excitabilité neuromusculaire permet d'apprécier avec une grande sensibilité les manifestations de la carence globale ou partielle des vitamines du groupe B, dont la présence assure l'action des diastases tissulaires d'oxydo-réduction intervenant dans le métabolisme des éléments organiques des aliments : glucides, lipides et protides.

L'augmentation des temps d'excitabilité nerveuse trahit une phase de dépression de siège encéphalique et leur diminution une phase d'excitation; toutes deux sont sous la dépendance de l'acidose, mais dans la phase d'allongement prédomine l'influence d'une hypoglycémie transitoire.

Les comportements propres des Rats et des Pigeons se traduisent par les réactions particulières de ces animaux au régime d'avitaminose B globale ou partiellement compensée. Ces différences de réactions admises, les réponses restent comparables et montrent que la sensibilité des Pigeons et des Rats aux vitamines du groupe B est du même ordre.

Les vitamines B_1 et B_2 pures (aneurine et riboflavine) ne peuvent prétendre, à elles seules, représenter le complexe B. Ajoutée en complément aux deux vitamines précédentes, l'amide nicotinique ou vitamine P-P montre sur les Rats comme sur les Pigeons une action non négligeable, mais qui reste insuffisante.

([4]) P. CAUCHARD et H. MAZOUÉ, *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, p. 138; R. LECOQ, P. CHAUCHARD et H. MAZOUÉ, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 26, 1944, p. 79.

A 15h25m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La Section de Chimie, par l'organe de son Doyen, présente la liste suivante de candidats à la place vacante par le décès de M. *Auguste Béhal* :

En première ligne .... M. **Pierre Jolibois.**

En seconde ligne, ex æquo *par ordre alphabétique*..................
MM. **Charles Dufraisse.**
Georges Dupont.
Mme **Pauline Ramart.**
MM. **Marcel Sommelet.**
Gustave Vavon.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu dans la prochaine séance.

La séance est levée à 16h30m.

A. Lx.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 19 JUIN 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

IMMUNOLOGIE. — *De l'existence, dans le sérum de certains animaux domestiques, d'anticorps d'origine naturelle possédant des propriétés neutralisantes et préventives spécifiques à l'égard du virus de la vaccine.* Note de MM. **Gaston Ramon, Paul Boquet** et **Rémy Richou.**

Dans une série de recherches effectuées au cours de ces dix dernières années, nous avons étudié avec divers collaborateurs ([1]) l'*immunité naturellement acquise* qui est, pour nous, l'immunité dont l'Homme et les animaux peuvent devenir possesseurs en dehors de toute immunisation artificielle et qui est caractérisée par la présence, dans leurs humeurs, d'anticorps spécifiques capables de neutraliser les antigènes correspondants. C'est ainsi que nous avons eu plus spécialement en vue la mise en évidence de l'antitoxine diphtérique chez le Cheval, chez le Singe, de l'antitoxine tétanique chez les Ruminants, de l'antitoxine staphylococcique chez des sujets appartenant à diverses espèces etc. Tous ces animaux étant immunologiquement *normaux*, c'est-à-dire n'ayant jamais subi l'immunisation artificielle. C'est ainsi encore que, dernièrement, nous avons découvert, dans le sérum des Bovidés *normaux*, des antiferments, par exemple celui qui possède le pouvoir d'inactiver, spécifiquement, la gélatinase du bacille tétanique dans sa fonction diastasique ([2]).

Poursuivant nos investigations dans le domaine de l'immunité naturellement acquise, nous avons recherché si certains animaux sont susceptibles de recéler dans leur sérum des anticorps dirigés non plus contre des toxines ou des ferments microbiens, mais contre des ultravirus tels que celui de la vaccine.

([1]) On trouvera l'exposé de ces recherches et la bibliographie concernant cette question spécialement dans la *Revue d'Immunologie*, 1, 1935, pp. 209 et 431; 2, 1936, pp. 305 et 375 etc. Voir également G. Ramon, *Vingt années de recherches immunologiques*, Paris, 1943.

([2]) G. Ramon, *Comptes rendus*, 218, 1944, pp. 535 et 895.

Déjà nous avions fait connaître ([3]), à la suite d'un essai préliminaire, que parmi une dizaine de sérums de Cheval, quelques-uns renfermaient un anticorps doué de la propriété d'inhiber, dans une certaine mesure, la virulence de la vaccine de Jenner. Multipliant depuis lors nos essais, nous avons examiné, du point de vue de leur teneur éventuelle en ce même anticorps, des sérums *normaux* de Cheval, de Bœuf, de Mouton.

La recherche et l'évaluation de l'anticorps d'origine naturelle neutralisant le virus de la vaccine ont été pratiquées selon une technique analogue à celle ordinairement utilisée pour le dosage de l'anticorps artificiellement obtenu et qui consiste :

1° à préparer des mélanges renfermant, d'une part des dilutions variables de sérum (au 1/2, 1/10, 1/20 etc.), et d'autre part une quantité fixe de virus (1/200 ou 1/400 de centimètre cube de pulpe vaccinale très active représentant de 500 à 250 doses infectantes) capable de provoquer une éruption de pustules confluentes sur une aire déterminée de la peau du Lapin; 2° à éprouver les mélanges chez ce dernier animal. Dans ce but, les différents mélanges sont placés durant 1 heure à + 4° puis éprouvés sous le volume de $0^{cm^3},3$, par scarification, chez des lapins de pelage clair, sur une aire de peau de $5^{cm^2} \times 5^{cm^2}$. Sur chaque lapin, on délimite ainsi plusieurs aires d'épreuve, l'une d'entre elles étant réservée aux scarifications avec la dilution du virus seul; elle sert ainsi de témoin. Pour plus de rigueur, nous avons, à diverses reprises, éprouvé les mêmes mélanges à la fois sur deux ou trois lapins. L'appréciation des résultats est faite le 5e jour et répétée le lendemain. Sur l'aire témoin, on observe une éruption de pustules confluentes qu'on ne peut dénombrer. Lorsque le sérum ne renferme pas l'anticorps recherché, l'éruption est généralisée sur l'aire d'épreuve des mélanges sérum-virus comme sur l'aire-témoin sur laquelle a été appliqué le virus seul. Lorsque, par contre, le sérum recèle l'anticorps, le nombre des pustules est réduit; il est d'autant plus réduit que le pouvoir neutralisant de cet anticorps est plus fort.

Nous avons ainsi examiné :

25 sérums de Chevaux; 6 d'entre eux neutralisaient le virus de la vaccine à des degrés variables;

24 sérums de Bovidés, 2 contenaient l'anticorps neutralisant, en quantité appréciable;

enfin, sur 7 sérums de Mouton; l'un d'eux possédait vis-à-vis du virus de la vaccine un pouvoir neutralisant manifeste.

Nous avons résumé en un tableau les résultats des épreuves concernant les animaux des différentes espèces dont le sérum s'est montré actif. A titre de comparaison nous y avons joint les données fournies par l'évaluation du pouvoir neutralisant du sérum de trois sujets humains vaccinés un certain nombre d'années auparavant à l'aide du vaccin de Jenner. Lorsque, pour le même sérum, deux ou plusieurs épreuves ont été pratiquées, chez des lapins différents, les résultats sont indiqués séparément.

([3]) G. Ramon, H. Bénard, P. Boquet et R. Richou, *C. R. Soc. Biol.*, **136**, 1942, p. 473.

Sérum.	Dilution des sérums en mélange avec le virus d'épreuve au 1/2.	au 1/10.
a. Equin.		
45...	8 pustules	10 pustules
	15 »	Nb »
	12 »	20 »
67...	20 »	Nb »
125...	26 »	» »
	16 »	» »
140...	25 »	Nb »
154...	20 »	» »
566...	25 »	35 »
b. Bovin.		
5...	17 »	Nb »
	18 »	» »
17...	30 »	» »

Sérum.	Dilution des sérums en mélange avec le virus d'épreuve au 1/2.	au 1/10.
c. Ovin.		
5.....	10 pustules	14 pustules
	15 »	Nb »
	25 »	» »
d. Humain.		
G. R...	— —	20 »
	— —	14 »
J. R...	— —	27 »
	— —	31 »
P. B...	— —	44 »
	— —	Nb »
Virus d'épreuve	au 1/200	Nb » (*)
	au 1/400	» » (*)
	au 1/1000	» » (*)

Nb, nombreuses; (*) confluentes.

A l'examen de ce tableau on reconnaît que les sérums mélangés au virus de la vaccine annihilent l'effet infectieux d'un nombre variable d'éléments virulents et, dans ces conditions, permettent seulement l'éclosion d'un nombre plus ou moins réduit de pustules. Pour quelques-uns de ces sérums, le pouvoir neutralisant est sensiblement de même ordre que celui présenté par le sérum de sujets humains soumis plus ou moins longtemps auparavant à la vaccination Jennerienne.

Dans d'autres essais, nous avons constaté que des sérums normaux (de Cheval) qui se sont montrés capables de neutraliser le virus de la vaccine possèdent également le pouvoir de conférer aux animaux d'expériences (Lapins) une immunité protectrice de valeur diverse, contre l'inoculation ultérieure de ce même virus.

L'ensemble de nos recherches établit donc la présence possible, en quantités plus ou moins importantes, dans le sérum de certains animaux des espèces équine, bovine et ovine, vierges de toute immunisation artificielle, d'anticorps doués de propriétés antivirulentes spécifiques, neutralisantes et préventives, à l'égard du virus de la vaccine.

D'après tout ce que nous ont appris nos études antérieures relatives à l'immunité naturellement acquise, il paraît hors de doute que la présence, chez le Cheval comme chez le Bœuf, de l'anticorps dirigé contre le virus de la vaccine est le résultat d'une ou plusieurs atteintes, apparentes ou inapparentes, de horse-pox chez le Cheval, de cow-pox chez le Bœuf et nos recherches en ce domaine apportent, sur le plan immunologique, une preuve nouvelle des rapports de filiation soupçonnés depuis Jenner, généralement admis depuis Henri Boulley, entre le *grease* ou horse-pox et le cow-pox. Il semble également

que l'existence chez le Mouton, du même anticorps spécifique du virus de la vaccine puisse être rapportée à une atteinte ancienne, occulte ou visible, de la maladie qui est connue sous le nom *d'ecthyma contagieux* ou de *stomatite pustuleuse contagieuse* des Ovins et que l'on peut rattacher ainsi, immunologiquement comme cliniquement, à la vaccine ([4]).

Sans doute pourrait-on supposer encore que ces anticorps sont la conséquence de l'intervention, chez les uns comme chez les autres des animaux envisagés ici, soit d'un virus voisin de la vaccine, soit d'un antigène commun à ce dernier et à un autre principe virulent, mais la première explication donnée paraît la plus plausible et la plus conforme aussi aux lois de l'immunité naturellement acquise, qui concernent notamment sa spécificité ainsi que le mécanisme de son apparition et de son développement, lois que nous nous sommes efforcés de dégager des nombreux faits que, avec nos collaborateurs, nous avons précédemment observés ou provoqués par notre propre expérimentation ([5]).

GÉODÉSIE. — *Déterminations de la pesanteur dans le Massif Central.* Note ([1]) de M. Pierre Lejay.

Station.	Longitude.	Latitude.	Altitude.	Date.	g.	g_0.	g''_0.	γ'_0.	$g_0-\gamma'_0$.	$g''_0-\gamma'_0$.
	° ′	° ′	mètres	1943	gals	gals	gals	gals	10^{-5} gals	10^{-5} gals
Reilhaguet	1.30,3	44.46,2	340	16 juill.	980,5170	980,6220	980,5835	980,6085	+135	—250
Salignac	1.19,4	44.58,3	292	17 »	,5435	,6335	,6005	,6270	+ 65	—265
Sarlat	1.12,7	44.53,5	187	18 »	,5665	,6240	,6030	,6195	+ 45	—165
Manaurie	1. 0,1	44.57,4	70	–	,5965	,6180	,6100	,6255	— 75	—155
Mauzens	0.55,2	44.59,5	196	–	,5685	,6290	,6070	,6285	+ 5	—215
St-Martial	1.15,7	44.44,6	212	21 »	,5470	,6125	,5885	,6060	+ 65	—175
Lavercantière	1.19,1	44.37,4	223	–	,5345	,6035	,5780	,5955	+ 80	—175
Cahors	1.26,6	44.26,9	125	22 »	,5475	,5860	,5720	,5795	+ 65	— 75
Puy-l'Évêque	1. 6,6	44.30,7	84	24 »	,5465	,5725	,5630	,5855	—130	—225
St-Sylvestre	0.48,2	44.23,9	65	–	,5420	,5620	,5545	,5750	—130	—205
St-Julien	0.37,9	44.16,5	87	–	,5255	,5525	,5425	,5640	—115	—215
Laroque	0.46,0	44.16,0	155	–	,5165	,5645	,5470	,5630	+ 15	—160
Valeilles	0.56,3	44.20,8	225	–	,4975	,5670	,5415	,5705	— 35	—290
St-Matré	1. 7,2	44.24,1	256	–	,4950	,5740	,5450	,5755	— 15	—305
Lalbenque	1.32,6	44.20,6	276	25 »	,5080	,5930	,5620	,5700	+230	— 80
Bach	1.40,6	44.21,1	319	–	,4990	,5975	,5615	,5710	+265	— 95
Concots	1.38,4	44.24,1	282	–	,5110	,5980	,5660	,5755	+225	— 95
Saut-de-la-Mounine	1.54,5	44.29,0	312	27 »	,5070	,6035	,5680	,5825	+210	—145
Génac	1.58,5	44.23,8	381	–	,4745	,5900	,5490	,5750	+150	—260
La Borie	1.58,2	44.17,1	260	–	,4925	,5725	,5435	,5650	+ 75	—215
Tayrac	2.13,0	44.11,8	331	–	,4690	,5710	,5335	,5570	+140	—235
Rignac	2.17,3	44.24,5	504	–	,4445	,6000	,5430	,5760	+440	—330
St-Cyprien	2.24,7	44.33,8	239	28 »	,5020	,5755	,5485	,5900	—145	—415
Pont de Coursovy	2.21,5	44.38,6	218	–	,5060	,5735	,5485	,5970	—235	—485
Entraygues	2.34,3	44.38,6	232	–	,4850	,5565	,5305	,5970	—405	—665

([4]) C'est Aynaud qui, en 1921, a isolé le virus de la *stomatite pustuleuse contagieuse des Ovins*. Il montra qu'il s'agissait en réalité d'une affection pustuleuse inoculable à la peau et présentant de grandes analogies avec la vaccine (*Comptes rendus*, **173**, 1921, p. 956).

([5]) Voir à ce propos G. Ramon, *Revue d'Immunologie*, **2**, 1936, p. 305.

([1]) Séance du 22 mai 1944.

Station.	Longitude. ° ′	Latitude. ° ′	Altitude. mètres	Date. 1943	g. gals	g_0. gals	g''_0. gals	γ'_0. gals	$g_0-\gamma'_0$. 10^{-4} gals	$g''_0-\gamma'_0$. 10^{-4} gals
Estaing	2.40,4	44.33,2	317	–	,4855	,5835	,5475	,5890	— 55	—415
Muret-le-Château	2.33,8	44.30,5	376	30 »	,4745	,5905	,5480	,5850	+ 55	—370
Pyramide-de-Lagast	2.38,1	44. 8,1	831	31 »	,3465	,6030	,5090	,5510	+520	—420
Broquiès	2.42,4	44. 0,1	257	–	,4570	,5365	,5070	,5395	— 30	—325
Faveyrolles	2.41,7	43.57,5	297	1er août	,4535	,5450	,5115	,5355	+495	—245
Ouyre	2.54,1	43.48,1	430	1 »	,4165	,5490	,5005	,5210	+280	—205
Bosc	3. 9,0	43.53,2	498	–	,4000	,5535	,4975	,5290	+245	—315
La Bastide-Pradines	3. 4,4	43.59,9	498	2 »	,4085	,5620	,5060	,5390	+230	—330
St-Rome-de-Tarn	2.54,3	44. 3,6	334	–	,4360	,5390	,5010	,5445	— 55	—435
St-Germain	3. 0,8	44. 8,5	675	–	,3755	,5840	,5075	,5520	+320	—445
St-Georges	3.13,9	44.19,4	872	3 »	,3570	,6265	,5275	,5675	+590	—400
La Malène	3.19,1	44.18,1	452	4 »	,4260	,5655	,5145	,5665	— 10	—520
St-Enimie	3.25,4	44.22,0	471	7 »	,4245	,5700	,5165	,5720	— 20	—555
Ispagnac	3.32,4	44.22,3	524	–	,4215	,5830	,5240	,5725	+105	—485
Barre des Cévennes	3.39,3	44.14,5	930	–	,3410	,6280	,5225	,5610	+670	—385
Col de Masseguin	3.38,3	44.29,6	1185	9 »	,3070	,6725	,5385	,5835	+890	—450
Mende	3.30,0	44.31,0	732	–	,3890	,6150	,5320	,5860	+290	—540
Rieutort	3.28,4	44.37,4	1137	–	,3090	,6600	,5310	,5955	+645	—645
Marvejols	3.17,3	44.32,6	640	–	,4065	,6040	,5315	,5880	+160	—565
St-Rémy	3. 2,4	44.47,3	1062	11 »	,3290	,6565	,5365	,6105	+460	—740
Mallet	3. 7,0	44.54,9	724	–	,4310	,6545	,5725	,6215	+330	—490
Ruines	3.12,7	44.59,8	845	12 »	,4170	,6780	,5820	,6290	+490	—470
Paulhac	3.21,9	44.57,0	1280	–	,3290	,7240	,5790	,6250	+990	—460
St-Chély-d'Apcher	3.16,7	44.48,4	1012	13 »	980,3510	980,6635	980,5485	980,6120	+515	—635
Malzieu-Ville	3.19,6	44.51,2	865	–	,3850	,6520	,5540	,6160	+360	—620
St-Roch	3.27,2	44.49,7	1277	–	,3060	,7000	,5555	,6140	+860	—585
Lac du Bouchet	3.47,5	44.54,7	1211	–	,3315	,7050	,5680	,6215	+835	—535
Vals	3.52,6	45. 1,8	647	14 »	,4460	,6455	,5765	,6320	+135	—555
Lavoûte-sur-Loire	3.54,1	45. 7,2	563	17 »	,4815	,6550	,5915	,6400	+150	—485
Yssingeaux	4. 7,3	45. 7,9	902	–	,4225	,7010	,5990	,6410	+600	—420
Pont de l'Enceinte	4.10,4	45. 9,8	730	–	,4565	,6820	,5990	,6440	+380	—450
St-Didier-en-Velay	4.17,0	45.18,6	861	18 »	,4490	,7145	,6170	,6575	+570	—405
Chazelles	4.23,3	45.38,4	600	–	,5385	,7235	,6555	,6870	+365	—315
St-Symphorien-sur-Coise	4.27,3	45.38,1	616	–	,5465	,7365	,6670	,6865	+500	—195
Rochefort	4.34,7	45.40,2	606	–	,5510	,7380	,6695	,6900	+480	—205
Le Châtelard	–	–	–	22 »	,6180	–	–	–	–	–

ÉLECTIONS.

L'ordre du jour appelle l'élection d'un Membre de la Section de Chimie en remplacement de M. *Auguste Béhal*, décédé.

Le nombre des Membres titulaires étant actuellement de 63, le règlement impose la présence à la séance des 2/3, soit 42 Membres.

41 seulement sont présents.

Conformément au règlement, l'élection est renvoyée à la prochaine séance.

CORRESPONDANCE.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Une définition descriptive de l'intégrale stochastique.* Note de M. **Ky Fan**, présentée par M. Joseph Pérès.

Soit $X(t)$ une fonction aléatoire définie sur l'intervalle fermé (a, b), c'est-à-dire qu'à tout point t de (a, b) correspond une variable aléatoire

déterminée $X(t)$, toutes ces variables aléatoires étant définies sur une même catégorie d'épreuves. Bien entendu, on suppose implicitement que certaines relations de corrélation entre les variables aléatoires $X(t)$, pour un nombre fini de différentes valeurs de t, soient définies. Imaginons l'intervalle (a, b) décomposé en un nombre fini d'intervalles partiels par les points

$$a = t_0 < t_1 < \ldots < t_{i-1} < t_i < \ldots < t_n = b;$$

prenons, dans chaque intervalle (t_{i-1}, t_i), un point τ_i arbitrairement choisi et formons la somme

$$S = \sum_{i=1}^{n} X(\tau_i)(t_i - t_{i-1}).$$

D'après E. Slutsky [1], la fonction aléatoire $X(t)$ est dite *stochastiquement intégrable* sur (a, b), si S converge en probabilité vers une variable aléatoire J, quand la longueur maxima des intervalles partiels (t_{i-1}, t_i) tend vers zéro. J s'appelle *l'intégrale stochastique* de $X(t)$ sur (a, b).

On peut d'abord établir le théorème suivant :

THÉORÈME I. — *Soit*

$$X_1(t),\ X_2(t),\ \ldots,\ X_n(t),\ \ldots$$

une suite de fonctions aléatoires stochastiquement intégrables sur (a, b). *Soit d'autre part* $X(t)$ *une fonction aléatoire définie sur* (a, b) [2]. *Si la valeur moyenne* $\mathfrak{M}|X(t) - X_n(t)|$ *de* $|X(t) - X_n(t)|$ *converge uniformément sur* (a, b) *vers zéro* [3], $X(t)$ *est aussi stochastiquement intégrable sur* (a, b) *et, de plus, la suite des intégrales stochastiques de* $X_n(t)$ *sur* (a, b) *converge en probabilité vers l'intégrale stochastique de* $X(t)$ *sur* (a, b).

Disons qu'une fonction aléatoire $X(t)$ définie sur (a, b) y est *continue en moyenne d'ordre* 1, si, pour tout point t_0 de (a, b) et pour tout nombre $\varepsilon > 0$, on peut déterminer un nombre $\eta > 0$ tel que $|t - t_0| < \eta$ entraîne l'inégalité $\mathfrak{M}|X(t) - X(t_0)| < \varepsilon$ [3].

THÉORÈME II. — *Toute fonction aléatoire continue en moyenne d'ordre* 1 *sur* (a, b) *y est stochastiquement intégrable* [4].

---

(1) *Atti d. Congresso Intern. d. Matematici*, Bologna, 6, 1928, pp. 111-115; *Comptes rendus*, **187**, 1928, pp. 878-880.

(2) Bien entendu, toutes les fonctions aléatoires considérées ici se rapportent à une même catégorie d'épreuves.

(3) On suppose ici implicitement que $\mathfrak{M}|X(t)|$ et $\mathfrak{M}|X_n(t)|$ $(n = 1, 2, 3, \ldots)$ existent pour tout point t de (a, b).

(4) Slutsky (*loc. cit.*) a établi l'intégrabilité stochastique d'une fonction aléatoire $X(t)$ sous les hypothèses que $\mathfrak{M}X(t)$, $\mathfrak{M}[X(t)]^2$ sont des fonctions certaines [voir la note (5)] continues (au sens ordinaire) de t et que $\mathfrak{M}[X(t)X(t+s)]$ est une fonction certaine continue (au sens ordinaire) de t et de s. Il est aisé de voir que notre hypothèse de la continuité en moyenne d'ordre 1 est plus faible que les hypothèses de Slutsky.

Soit maintenant $\mathcal{F}$ la famille des fonctions aléatoires (se rapportant à une même catégorie d'épreuves) continues en moyenne d'ordre 1 sur un même intervalle (a, b). Désignons par $J[X]$ l'intégrale stochastique sur (a, b) d'une fonction aléatoire $X(t)$ de $\mathcal{F}$; alors $J[X]$ vérifie les trois conditions suivantes :

1° *Quelles que soient deux fonctions aléatoires* $X(t)$, $Y(t)$ *de* $\mathcal{F}$, *on a*

$$J[X+Y]=J[X]+J[Y].$$

2° *Si* $X(t)$ *et* $X_n(t)$ $(n=1, 2, 3, \ldots)$ *sont des fonctions aléatoires de* $\mathcal{F}$ *telles que* $\mathfrak{M}|X(t)-X_n(t)|$ *converge uniformément sur* (a, b) *vers zéro, la suite* $J[X_n]$ *converge en probabilité vers* $J[X]$.

3° *Si* $X(t)$ *est une fonction aléatoire définie sur* (a, b) *et de la forme* $X(t)=A.x(t)$, *où* A *est une variable aléatoire telle que* $\mathfrak{M}|A|$ *existe et où* $x(t)$ *est une fonction certaine* ([5]) *continue au sens ordinaire sur* (a, b) ([6]), *alors*

$$J[X]=J[A.x(t)]=A.\int_a^b x(t)\,dt,$$

où $\int_a^b x(t)\,dt$ *désigne l'intégrale de Riemann de* $x(t)$.

Ces trois conditions fournissent une *définition descriptive* de l'intégrale stochastique pour les fonctions aléatoires de $\mathcal{F}$. Nous avons, en effet, le théorème suivant, qui peut être démontré à l'aide d'un résultat publié dans une Note précédente ([7]) :

Théorème III. — *Si l'on fait correspondre à toute fonction aléatoire* $X(t)$ *de la famille* $\mathcal{F}$ *une variable aléatoire* $J[X]$ *de manière que les trois conditions* 1°-3° *ci-dessus soient vérifiées,* $J[X]$ *est nécessairement l'intégrale stochastique de* $X(t)$ *sur* (a, b).

TOPOLOGIE. — *Sur les champs d'éléments de contact de dimension p complètement intégrables dans une variété continuement différentiable* V_n. Note de MM. **Charles Ehresmann** et **Georges Reeb**, présentée par M. Élie Cartan.

Soit K un champ d'éléments de contact ([1]) de dimension p dans V_n. Une variété intégrale élémentaire de K est une variété différentiable connexe V_p plongée dans V_n et telle que l'élément de contact de V_p en un point quelconque x de V_p coïncide avec l'élément du champ en x. Le champ est dit *complètement intégrable* lorsque les variétés intégrales élémentaires passant par un point

---

([5]) C'est-à-dire une fonction réelle au sens ordinaire n'ayant aucun rapport avec le hasard.

([6]) Une telle fonction aléatoire $X(t)$ est évidemment continue en moyenne d'ordre 1.

([7]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, pp. 260-262.

([1]) Voir C. Ehresmann, *Comptes rendus*, **216**, 1943, pp. 628-630.

quelconque x de V_n forment une base de filtre ([2]). L'ensemble de ces bases de filtres, considérées comme des systèmes fondamentaux de voisinages, définit alors sur V_n une nouvelle topologie T. Un domaine de V_n relativement à T est appelé *variété intégrale* de K, une composante connexe de V_n relativement à T est appelée *variété intégrale complète*. Une variété intégrale W est élémentaire si sa topologie est identique à la topologie induite sur W par la topologie initiale de V_n. Toute variété intégrale compacte est complète et élémentaire. Un système de $n-p$ formes de Pfaff définies sur V_n et linéairement indépendantes en tout point de V_n définit un champ d'éléments de contact de dimension p. Si V_n est simplement connexe, tout champ d'éléments de dimension $n-1$ peut être défini par une forme de Pfaff qui ne s'annule identiquement en aucun point de V_n.

Théorème 1. — *Si le champ* K *est complètement intégrable,* V_n *étant l'espace numérique* R^n *ou la sphère* S_n, *et si* p *et* $n-1$ *sont pairs, la caractéristique d'Euler-Poincaré* $\chi(C_p)$ *d'une variété intégrale compacte est nulle.*

En effet, soit C_{n-1} la variété des vecteurs unitaires normaux à C_p. C'est un espace fibré admettant C_p pour espace de base, les fibres étant homéomorphes à S_{n-p-1}. D'après un théorème de Gysin ([3]), $\chi(C_{n-1})=\chi(C_p).\chi(S_{n-p-1})=2\chi(C_p)$. En faisant correspondre à chaque vecteur le vecteur équipollent d'origine O, on définit une application f de C_{n-1} dans S_{n-1} dont le degré est égal à $1/2\chi(C_{n-1})$, d'après H. Hopf ([4]). A toute déformation de C_p on peut faire correspondre une déformation de f; comme C_p est réductible à un point, f est inessentielle. Donc $1/2\chi(C_{n-1})=\chi(C_n)=0$.

Théorème 2. — *Si* K *est un champ complètement intégrable d'éléments de dimension* $n-1$ *définissable par une forme de Pfaff* ω *et si* C_{n-1} *est une variété intégrale compacte à groupe de Poincaré fini, toute variété intégrale suffisamment voisine est homéomorphe à* C_{n-1}. *Si de plus* V_n *est compact, toutes les variétés intégrales complètes sont homéomorphes à* C_{n-1} *et constituent un système de fibres de* V_n. *Si* V_n *est quelconque et si toutes les variétés intégrales complètes sont compactes, celles-ci sont homéomorphes et constituent un système de fibres de* V_n.

La démonstration fait intervenir des résultats de Bendixson sur les courbes définies par des équations différentielles.

Corollaire. — *Si* V_n *est compact et a un groupe de Poincaré fini,* K *étant un champ complètement intégrable d'éléments de dimension* $n-1$ *définissable par une forme de Pfaff* ω, *il n'existe aucune variété intégrale compacte à groupe de Poincaré fini et il existe au moins une variété intégrale non compacte.*

Champs d'éléments plans ($p=2$) *complètement intégrables dans* R^3 *ou* S_3. —

([2]) Voir N. Bourbaki, *Topologie générale*, Chap. I, § 5 (Paris, 1940).

([3]) *Comm. math. helv.*, **14**, 1941-1942, p. 113.

([4]) *Math. Annalen*, **95**, 1925, pp. 340-367. Voir également C. B. Allendoerfer, *Amer. Journ. Math.*, **62**, 1940, p. 243-248.

Toute surface intégrale compacte est homéomorphe au tore. Il existe effectivement des champs complètement intégrables admettant le tore comme surface intégrale. Par exemple, dans le tore euclidien plein considérons la forme

$$\omega = r\,dr + (1 - r)\,d\varphi,$$

r, distance au centre du cercle méridien correspondant; φ, longitude; θ, latitude. Cette forme est complètement intégrable et admet le tore $r = 1$ comme surface intégrale. En identifiant les bords de deux exemplaires de ce tore plein, les méridiens de l'un étant identifiés avec les parallèles de l'autre, on obtient un champ complètement intégrable sur S_3 admettant un tore comme surface intégrale. Ce tore est adhérent à toutes les autres surfaces intégrales complètes, et celles-ci sont toutes élémentaires et non compactes.

Cet exemple montre que, si une forme de Pfaff dans R^3 est complètement intégrable, elle n'est pas forcément de la forme $\lambda\,dU$. Si une forme de Pfaff complètement intégrable sur une variété compacte V_n ne s'annule identiquement en aucun point de V_n, elle n'est évidemment jamais de la forme $\lambda\,dU$, à cause de l'existence d'un maximum pour toute fonction numérique continue définie sur un espace compact.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une propriété des fonctions biharmoniques.* Note de M. **F. Teissier du Cros**, présentée par M. Paul Montel.

Théorème. — *Si une* fonction biharmonique $B(x, y, z)$, *régulière dans un domaine* D *comprenant une sphère et sa surface* S, *de rayon* R, est nulle sur deux surfaces fermées, T *intérieure à* S *et* U *intérieure à* T; *si d'autre part la fonction est non négative entre* T *et* U *et non positive dans le restant de* D, *elle* est identiquement nulle.

1° Supposons d'abord que B ne soit pas négative à l'intérieur de T. Elle est nulle à l'intérieur de U, et par suite dans tout le domaine D, car les fonctions biharmoniques sont analytiques. Le théorème est établi.

2° Supposons maintenant que B prenne des valeurs négatives à l'intérieur de T : c'est nécessairement à l'intérieur de U.

Soit $M(x, y, z)$ un point intérieur à S. Sa puissance par rapport à la sphère est

$$C(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - R^2.$$

Considérons la famille de fonctions

$$A(\lambda, x, y, z) = B(x, y, z) - \lambda\, C(x, y, z),$$

où λ désigne un paramètre. Les fonctions A sont biharmoniques par rapport à x, y, z, et régulières dans D.

On distinguera deux classes parmi les valeurs de λ : celles, désignées par λ', pour lesquelles A prend des valeurs négatives à l'intérieur de T, et celles

désignées par λ'', pour lesquelles A ne prend aucune valeur négative à l'intérieur de T. Tout nombre appartient à l'une des classes.

Zéro fait partie de la classe λ'. Tout nombre inférieur à un nombre de la classe λ' fait lui-même partie de ladite classe.

D'autre part, C ayant un minimum supérieur à zéro à l'intérieur de T, on voit aisément que, en prenant une valeur assez grande du paramètre, on atteindra de façon certaine un nombre de la classe λ''. Tout nombre supérieur à un des λ'' fait lui-même partie de cette classe.

Il existe *un nombre positif* μ, formant la *coupure*, tel que tout nombre inférieur à μ soit de la classe λ', et que tout nombre supérieur soit de la classe λ''.

Un raisonnement facile montre que μ fait partie de la classe λ'', que $A(\mu, x, y, z)$ a au moins un zéro à l'intérieur de T, et que le ou les zéros sont nécessairement à l'intérieur de U.

Comme la fonction $A(\mu, x, y, z)$ est analytique vis-à-vis de x, y, z, l'ensemble de ses zéros forme un ou plusieurs domaines connexes (par exemple portion de surface, de ligne, point, ou collection de telles figures).

Deux cas peuvent se présenter :

1° L'un des domaines a un volume non nul; en ce cas il existe un point M_0 et un nombre ε tel que $A(\mu, x, y, z)$ soit nulle dans toute la sphère de centre M_0 et de rayon ε.

Dès lors, $A(\mu, x, y, z)$ est nulle dans tout l'intérieur de S et l'on a

$$B'(x, y, z) = \mu\, C(x, y, z).$$

Mais ce résultat contredit l'hypothèse que B prend des valeurs négatives à l'intérieur de T; car elle est nulle sur U, où C ne l'est pas; μ serait donc nul, et B' serait identiquement nul dans D.

2° Tous les domaines, où $A(\mu, x, y, z) = 0$, ont leur volume nul. Ce cas conduit également à une contradiction, comme on va le voir.

En effet, soit M_0 un zéro. Il existe une inversion conservant S, par laquelle M_0 a pour homologue le point O, centre de S. Désignons par Q le pôle d'inversion, qui est extérieur à S, par $M'(x', y', z')$ l'homologue de $M(x, y, z)$, par QM' la distance de ces deux points. On sait que la fonction

$$B'(x', y', z') = QM'\, A(\mu, x, y, z),$$

considérée comme fonction des coordonnées de M', est biharmonique. Elle a, en M', le même signe que A en M. Elle est donc nulle en O et non positive sur S.

La surface transformée de T par l'inversion est une surface T' fermée, intérieure à S, entourant le centre O. B' est non négative dans T' et l'ensemble des points où elle s'annule est de volume nul.

On désignera par $\overline{f(r)}$ la valeur moyenne, prise sur la surface d'une sphère de centre O et de rayon r, d'une fonction $f(x', y', z')$, et par $\overline{\overline{f(r)}}$ la valeur moyenne à l'intérieur de la sphère. Si f est biharmonique et régulière,

$\overline{f(r)}$ et $\overline{\overline{f(r)}}$ le sont également et chacune est une fonction linéaire de r^2, d'après la formule d'Almansi. Appliquons ces remarques à $B(x', y', z')$, on a

$$\overline{B'(r)} = ar^2 + b \qquad (a \text{ et } b \text{ const.}).$$

Or

$$B'(0) = 0, \qquad B'(R) \leqq 0,$$

d'où résultent

$$a \leqq 0 \quad \text{et} \quad b = 0.$$

Mais, en appelant σ le rayon d'une sphère de centre O intérieure à T', on a $\overline{B'(\sigma)} > 0$, car B' est positif excepté sur un ensemble de mesure nulle.

D'après $\overline{B'(\sigma)} = \frac{3}{\sigma^3}\int_0^\sigma \overline{B'(r)}r^2\,dr = \frac{3}{5}a\sigma^2$, a ne peut être que positif : il y a contradiction.

Le seul cas possible est donc celui examiné au début, où B était identiquement nulle.

MOTEURS A EXPLOSION. — *Sur une nouvelle méthode de détermination de la détonation dans les moteurs à explosion.* Note de M. **Rostislav Vichnievsky**, présentée par M. Aimé Cotton.

Lorsqu'on introduit dans la chambre de combustion d'un moteur à explosion une électrode isolée portée à un certain potentiel par rapport à la masse du moteur, on constate le passage d'un certain courant, qui a lieu sans doute au moment où le front de flamme atteint cette électrode. Ce courant résultant de l'ionisation des gaz par la flamme peut être examiné au moyen d'un oscillographe cathodique.

La forme de ce courant dépend essentiellement de l'emplacement de l'électrode exploratrice par rapport à la bougie d'allumage, du taux de compression du moteur, de la richesse du mélange et de la nature du combustible utilisé.

Si l'électrode exploratrice est placée dans la chambre d'explosion à l'extrémité opposée à la bougie d'allumage, le maximum du courant varie d'une manière continue avec le taux de compression, la richesse du mélange et les qualités antidétonantes du combustible. La valeur du courant maximum pourrait donc donner une indication sur le comportement des combustibles dans un moteur donné.

Il est à noter que le maximum du courant d'ionisation caractérisera uniquement la combustion de la tranche se trouvant au voisinage de l'électrode.

Si l'on place au contraire l'électrode exploratrice immédiatement au voisinage de la bougie d'allumage, le processus de combustion de différentes tranches successives influencera la forme du courant d'ionisation enregistré. En particulier, l'inflammation en masse, comprimant les gaz déjà ionisés, augmente leur température et favorise ainsi l'accroissement du courant d'ionisation.

Les figures 1, 2 et 3 représentent le courant d'ionisation en fonction de

l'angle de rotation du moteur relevé au voisinage immédiat de la bougie d'allumage.

En combustion normale, comme le montre la figure 1, peu après l'allumage,

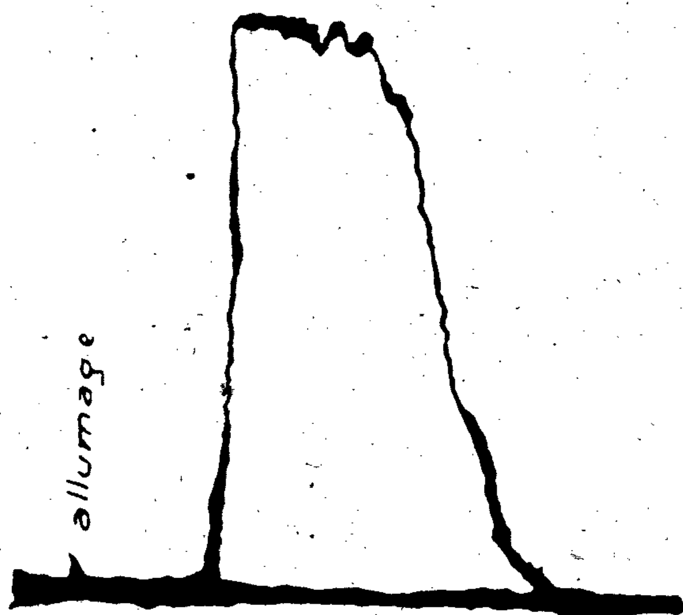


Fig. 1. — Courant d'ionisation en régime normal.

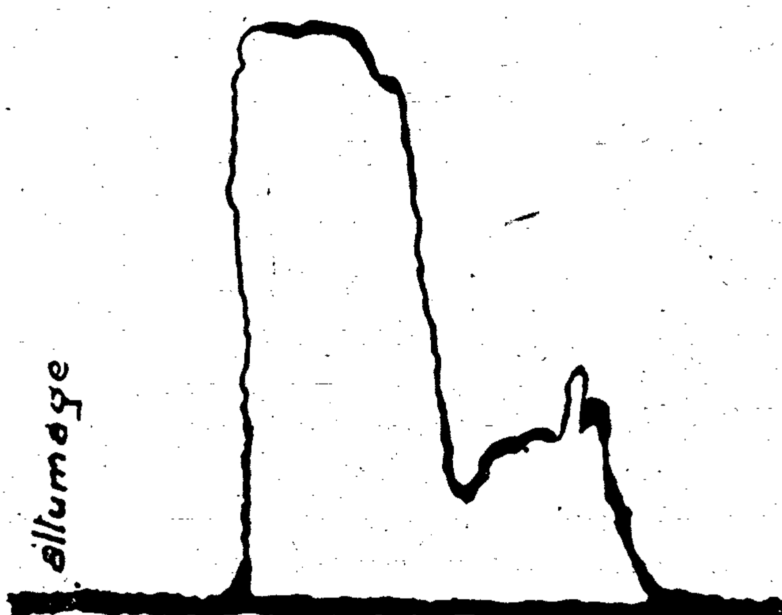


Fig. 2. — Courant d'ionisation correspondant à une faible détonation.

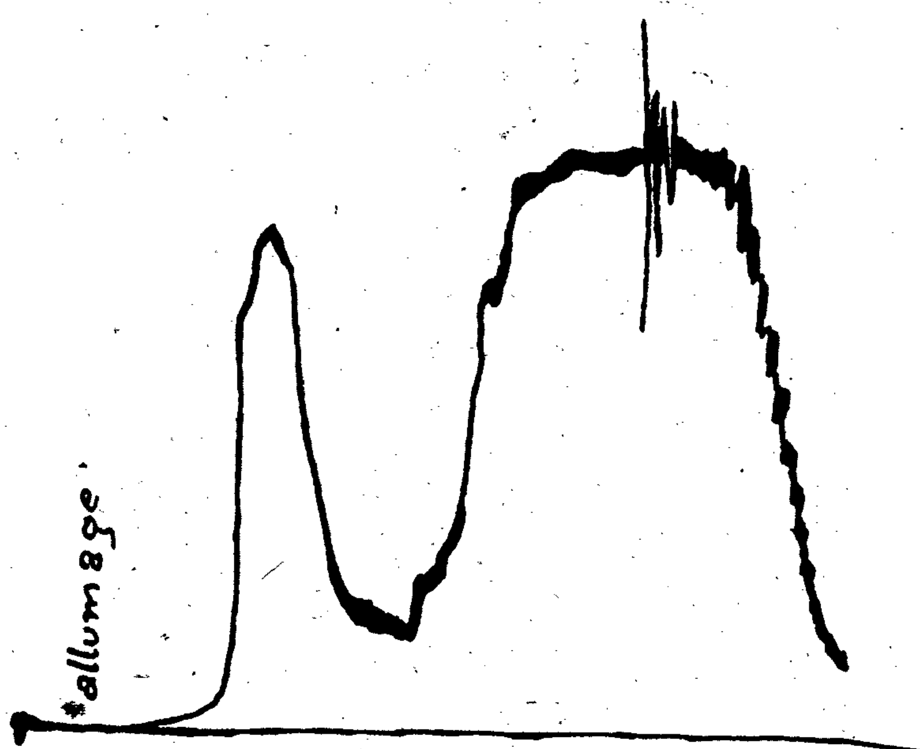


Fig. 3.

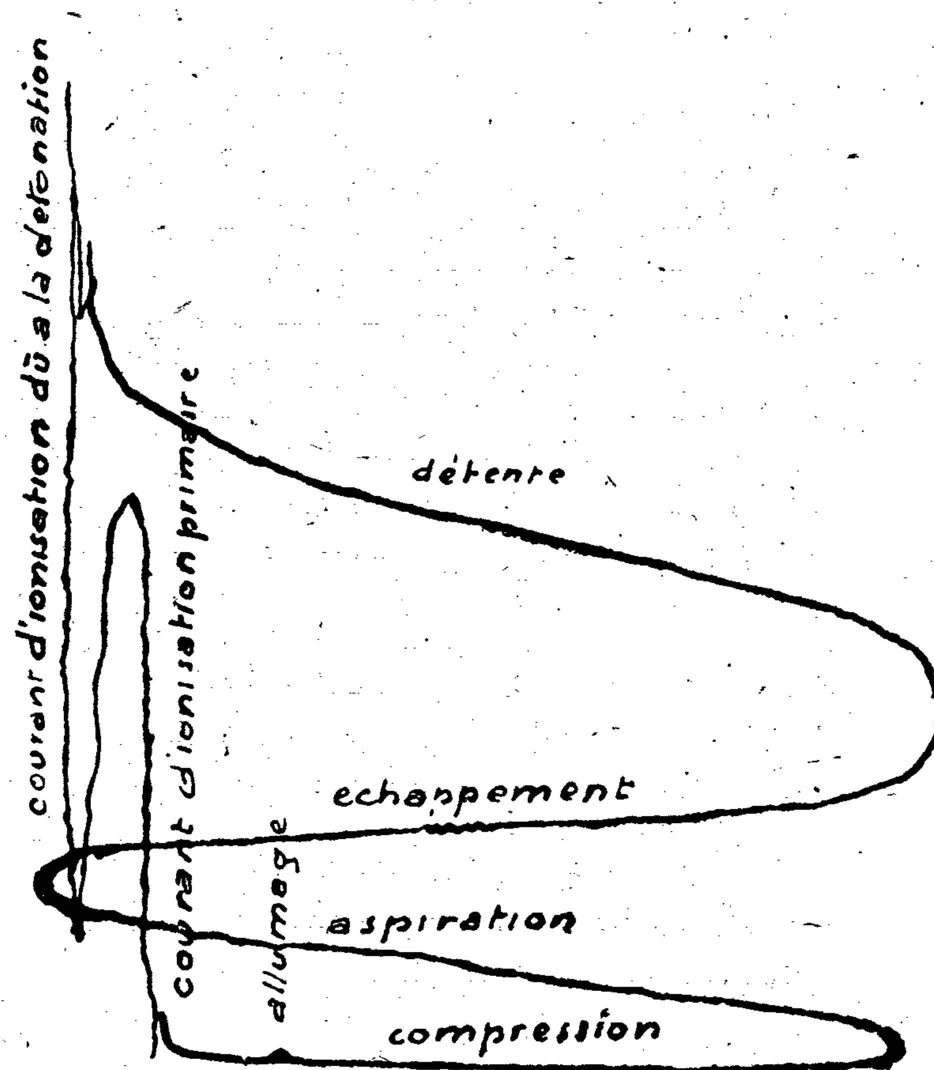


Fig. 4.

Fig. 3. — Courant d'ionisation à une forte détonation.

Fig. 4. — Courant d'ionisation en fonction du déplacement du piston en régime détonant pendant les courses de distribution à une échelle environ deux fois supérieure à celles des courbes précédentes.

le courant d'ionisation croît rapidement, passe par un maximum, puis décroît; lorsque la détonation est faible, on voit apparaître sur la courbe descendante (*fig.* 2) un deuxième maximum peu accusé qui s'accentue lorsqu'on favorise la détonation par l'accroissement du taux de compression ou par l'augmentation

de l'avance à l'allumage (*fig.* 3). Le deuxième maximum peut devenir prépondérant. Ces résultats ont été confirmés par des enregistrements simultanés du courant d'ionisation et de la propagation de la flamme.

La comparaison des aires totales comprises entre la courbe représentant la courbe d'ionisation et l'axe des abscisses peut servir à caratériser l'intensité de la détonation, quelle que soit la vitesse de rotation du moteur, car l'apparition du second maximum de courant d'ionisation est accompagnée d'une baisse de puissance du moteur due à la détonation.

Il y a lieu de remarquer toutefois que le courant d'ionisation reste perceptible même pendant les courses correspondantes à la détente à l'échappement, et, à l'aspiration, il redevient nul pendant la course de compression, comme le montre la figure 4, qui représente le courant d'ionisation en fonction de la course du piston à une échelle verticale de deux fois supérieure à celle des courbes précédentes. D'ailleurs, même dans ce cas, l'écart reste assez sensible entre les courbes en régime normal et en régime détonant. On peut supposer que, pendant la course de détente et la course d'échappement, un courant électronique provenant de la surface chaude de l'électrode exploratrice vient se superposer au courant d'ionisation proprement dit.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur l'invariance de jauge des tenseurs de la théorie de Dirac. Sur l'interprétation d'une formule de Tetrode et d'une formule de M. E. Durand.* Note [1] de M. **Olivier Costa de Beauregard.**

L'équation de Dirac et sa conséquence bien connue du second ordre

$$(\gamma_k p^k + \mu_0)\psi = 0, \qquad \left(p_k p^k - \mu_0^2 + i\varepsilon \frac{1}{2}\gamma_{kl} H^{kl}\right)\psi = 0,$$

$$\left(p^k = \underset{\rightarrow}{\partial^k} - i\varepsilon A^k, \qquad H^{kl} = \partial^l A^k - \partial^k A^l; \qquad \varepsilon = \frac{2\pi}{h}\frac{e}{c}, \qquad \mu_0 = \frac{2\pi}{h} c m_0\right)$$

sont invariantes par la transformation

$$A^k = A'^k + \partial^k U, \qquad \psi = e^{i\varepsilon U}\psi'$$

(invariance de jauge) cela résulte immédiatement de ce que les opérateurs p^k et $e^{i\varepsilon U}$ satisfont à la relation de non-commutation $p^k e^{i\varepsilon U} = e^{i\varepsilon U} p'^k$.

L'équation de Dirac admet comme conséquences deux familles de 5 relations tensorielles différentielles, linéaires et homogènes en les 5 tenseurs $(\psi^\times \gamma^A \psi)$ et en les 5 tenseurs $\{\psi^\times [\partial^k] \gamma^A \psi - 2 i \varepsilon A^k (\psi^\times \gamma^A \psi)\}$ [2].

$$\left(\psi^\times = i\psi^\star \gamma^4; \qquad [\partial^k] = \underset{\rightarrow}{\partial^k} - \underset{\leftarrow}{\partial^k}; \qquad \gamma^A = 1, \gamma^k, \gamma^{kl}, \bar{\gamma}^k = \gamma^{lij}, \ddot{\gamma} = \gamma^{ijkl}\right);$$

Les tenseurs (A) jouissent visiblement de l'invariance de jauge, et il suit de ce

---

(1) Séance du 15 mai 1943.

(2) W. Franz, (*Sitz. Math. Abt. Bay. Akad.*, 3, 1935, p. 404); *Zur Diracschen Theorie* (*Ann. der Physik*, 38, 1940, p. 565); O. Costa de Beauregard, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 818; *Journ. Math.*, 22, II, 1943, pp. 152-154.

qui précède que les tenseurs $\{^{kA}\}$, que nous avons systématiquement introduits dans la Théorie, en jouissent également. Ces derniers tenseurs apparaissent comme la différence d'un *tenseur total* et d'un *tenseur potentiel*, ces termes s'entendant au même sens que pour le quadrivecteur impulsion-énergie relativiste; le tenseur différence, *tenseur propre* du fluide électronique, est seul doué d'objectivité physique (statistique) et d'invariance de jauge.

M. E. Durand a tiré de l'équation de Dirac du second ordre deux intéressantes familles de 5 relations tensorielles, où l'on voit apparaître le champ H^{kl} ([3]). Dans l'une de ces familles, la divergence en ∂_k des 5 tenseurs $\{^{kA}\}$ est respectivement égalée à des expressions qui, avec nos notations et à un facteur $-2i\varepsilon$ près, s'écrivent 0; $H^{ik}(j_k)$; $H^{j}_{.k}(m^{ik}) - H^{i}_{.k}(m^{jk})$; $H^{ik}(\sigma_k)$; 0. Dans l'autre famille les expressions que nous écrivons

$$\left(\underset{\rightarrow}{\partial^i_i} - 2\mu_0^2\right)(^{A}) - 2\left[\psi^{\times}\underset{\leftarrow}{\partial^i}\gamma^{A}\underset{\rightarrow}{\partial i}\psi + i\varepsilon A_i\{^{iA}\} - \varepsilon^2 A_i A^i(^{A})\right]$$

sont respectivement égalées, au facteur $-2i\varepsilon$ près, aux expressions $(1/2)H^{kl}(m_{kl})$; $\overline{H}^{ik}(\sigma_k)$; $-H^{ij}(\omega_1)+\overline{H}^{ij}(\omega_2)$; $\overline{H}^{ik}(j_k)$; $-(1/2)\overline{H}^{kl}(m_{kl})$; prises à elles seules, les expressions $\psi^{\times}\underset{\leftarrow}{\partial^i}\gamma^{A}\underset{\rightarrow}{\partial_i}\psi$ ne jouissent pas de l'invariance de jauge, mais les tenseurs complets $[^{A}]$ jouissent de cette invariance.

II. Le contenu du raisonnement classique par lequel on introduit la notion de *spin* en Théorie de Dirac est strictement le suivant : le moment cinétique qui obéit à l'action du moment pondéromoteur *orbital* se décompose en le moment orbital $\vec{r}\wedge\vec{p}_{op}$ et en *un* moment propre $\vec{S}_{op}$ ([4]). Au point de vue densitaire, et d'après notre théorie des milieux doués de spin, cette circonstance est liée d'une manière biunivoque à l'asymétrie du tenseur inertique ([5]). En Théorie de Dirac, le tenseur densitaire que les principes généraux associent à l'opérateur d'impulsion $\vec{p}$ est le tenseur asymétrique T^{ij} de Tetrode ([6]); dans ces conditions, l'interprétation que nous avions donnée de la formule de Tetrode ([7]) $T^{ji} - T^{ij} = \partial_k\sigma^{ijk}$ doit être précisée de la manière suivante : *la densité de spin σ^{ijk} classique est la densité induite par l'asymétrie du tenseur* T^{ij}. Ainsi se trouve levé un paradoxe que nous avions cru apercevoir.

A l'action du moment pondéromoteur orbital s'ajoute, sur l'électron doué des moments magnétique $\vec{\mathcal{H}}$ et électrique $\vec{\mathcal{E}}$, celle du couple pondéromoteur $\vec{E}\wedge\vec{\mathcal{E}} + \vec{H}\wedge\vec{\mathcal{H}}$. Or l'une des formules de M. Durand s'écrit

$$\partial_k\tau^{ijk} = H^{j}_{.k}m^{ik} - H^{i}_{.k}m^{jk} \qquad \text{avec} \qquad \tau^{ijk} = \frac{i}{m_0}\left(\frac{h}{4\pi}\right)^2\{^{ijk}\};$$

([3]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 662.

([4]) L. de Broglie, l'*Électron magnétique*, pp. 201-204 (Paris, 1934).

([5]) *Journ. Math.*, *op. cit.*, pp. 128-130.

([6]) O. Costa de Beauregard, *op. cit.*, pp. 113-114.

([7]) *Op. cit.*, p. 158.

elle permet d'interpréter le tenseur τ^{ijk} comme *la densité de moment cinétique propre qui obéit à l'action de la densité de couple pondéromoteur classique de l'électromagnétisme des milieux polarisés.* La théorie de Dirac n'impose aucune relation tensorielle linéaire entre les densités σ^{ijk} et τ^{ijk}, qui apparaissent ainsi complètement indépendantes, et pourvues chacune de son interprétation précise ([7]). Le ferromagnétisme, dû au spin de l'électron, doit offrir une manifestation macroscopique de la densité de polarisation m^{ij} et du couple pondéromoteur de M. Durand.

ÉLECTROSTATIQUE. — *Nouvelles preuves expérimentales de l'existence des couches électro-aériennes autour de conducteurs chargés électrostatiquement.* Note ([1]) de M. **Oleg Yadoff**, présentée par M. Maurice de Broglie.

Des expériences précédentes ([2]) nous ont conduit à formuler une hypothèse sur l'existence des couches pelliculaires *électro-aériennes* constituées à l'image des condensateurs électriques à très minces parois. Nous avons ensuite généralisé cette hypothèse en admettant que tout corps conducteur chargé électrostatiquement conserve sa charge uniquement grâce à la formation autour de lui d'une couche gazeuse à forte pression composée de trois pellicules différentes. Par exemple, dans le cas d'une charge négative, cette couche est constituée d'un film électronique, d'une gaine atomique et d'une pellicule extérieure d'ions positifs. D'après notre hypothèse la charge d'un corps conducteur est toujours protégée par une couche électro-aérienne dont la paroi externe est portée à un potentiel de signe contraire à celui de la charge. La loi du mécanisme de la formation de telles couches et les échanges des charges électriques avec l'air ambiant ont déjà été expliqué ([3]). A la suite de nos premières expériences ci-dessus citées, nous avons donné quelques autres confirmations expérimentales de l'existence des telles couches électro-aérienne ([4]).

Dans la présente Note nous apportons de nouvelles preuves expérimentales; par exemple, en opérant avec des sphères métalliques de dimensions variables, allant de 1 à 10^{cm} de diamètre, nous avons constaté le fait suivant : une pincée de poudre de riz ou de talc, de volume équivalent à la tête d'une allumette, est déposée sur la partie supérieure d'une sphère non chargée. Lorsque cette sphère est portée brusquement à un potentiel quelconque, positif

([8]) Le tenseur σ^{ijk} est complètement antisymétrique, τ^{ijk} sur j, k, seulement. On peut former, à partir de τ^{ijk}, la sommation s'entendant par permutation circulaire, un tenseur complètement antisymétrique $\tau_0^{ijk} = \Sigma\tau^{ijk}$, et montrer que, dans le cas de l'onde plane monochromatique, les tenseurs σ^{ijk} et τ_0^{ijk} sont homothétiques l'un de l'autre.

([1]) Séance du 5 juin 1944.

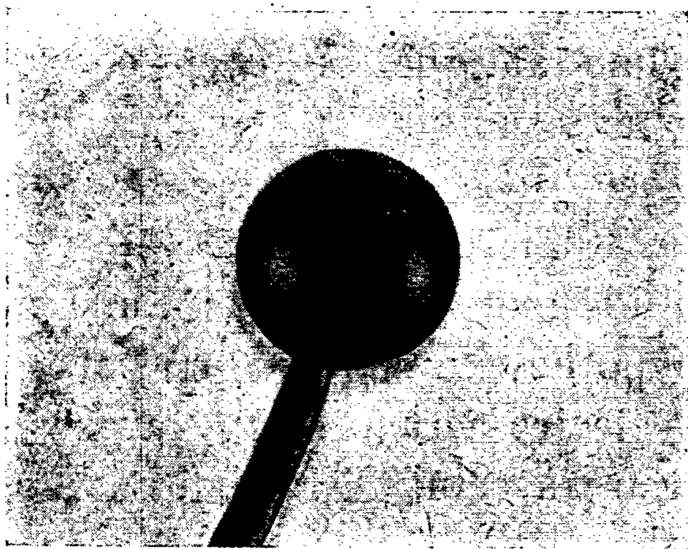
([2]) O. Yadoff, *Comptes rendus*, **206**, 1936, p. 510; **208**, 1940, p. 1802.

([3]) *Bull. Soc. Franç. Électr.*, 6 série, **1**, 1941, p. 451.

([4]) *Actualités Scientifiques et Industrielles*, n° **883**, 1940, p. 61.

ou négatif, la poudre est projetée dans l'air suivant les lignes de force du champ électrostatique. De gros morceaux, visibles à l'œil, sont expulsés par la pression électrostatique vers l'extérieur conformément aux plus anciennes expériences connues. Nous avons observé que presque aussitôt la sphère se couvre d'une couche de poudre très mince, mais parfaitement visible à l'œil nu. La poudre s'applique sur la sphère sur toute sa surface; on la trouve sur les parties inférieures diamétralement opposées aux endroits où elle a été déposée avant l'expérience. La poudre reste adhérente à la sphère même après la décharge complète de cette dernière. Ce fait, peut-être tout à fait élémentaire, n'a pas été, du moins à notre connaissance, constaté par personne; en tout cas on ne trouve pas de renseignements à son sujet dans la littérature.

Comment peut-on l'expliquer et comment confirme-t-il l'existence des couches *électro-aériennes* déjà annoncées? Nous croyons que le phénomène est le suivant : lorsque la sphère se charge, négativement par exemple, elle



Pôle sphérique d'une machine électrostatique photographié après l'expérience; on y remarque un trait vertical fait au doigt qui montre la différence nette de deux apparences :
1° la surface lisse non recouverte par la poudre;
2° la surface enveloppée d'une couche mince.

devient le siège du mouvement des électrons libres qui, soumis aux efforts mutuels de répulsion, tendent à s'écarter au maximum les uns des autres et se trouvent ainsi projetés par le champ électrique vers l'extérieur. Au début de l'électrisation la surface extérieure de la sphère ne constitue pas une barrière au passage des électrons, qui la traversent sans difficulté et entraînent dans leur mouvement les particules ou les assemblages matériels qu'ils rencontrent et auxquels ils communiquent aussitôt leurs charges. Mais le lancement des électrons vers l'extérieur provoque une certaine ionisation des molécules gazeuses dans la zone entourant la sphère. Les molécules chargées négativement suivent les lignes de force et se dissipent dans l'air, celles qui se chargent positivement remontent le champ et arrivent finalement, après toute une série de recombinaisons, à entrer en contact avec la surface de la sphère où, en se neutralisant en partie, elles forment une couche qui arrête l'émission des électrons.

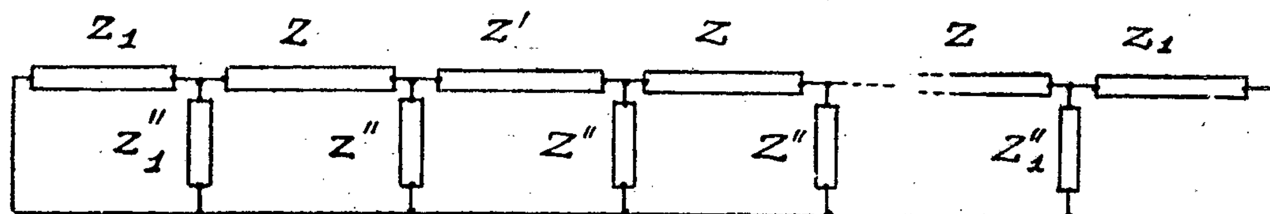
Il est évident que les particules telles que celles de la poudre s'électrisent et se recombinent à la manière des molécules gazeuses : à l'origine elles prennent toutes la charge du conducteur et se trouvent ainsi projetées en dehors du système. Immédiatement après les particules qui changent de signe suivant le processus ci-dessus spécifié, sont rappelées vers la sphère conductrice et, en remontant les lignes du champ, arrivent à entrer en contact avec elle sur toute sa superficie.

De telles couches, rendues visibles grâce à l'emploi des particules de poudre, semblent confirmer tout à fait notre hypothèse de l'existence des couches électro-aérienne.

Des expériences analogues, réalisées dans une enceinte remplie des brouillards ou des fumées de tabac, permettent aussi de retrouver cette confirmation : il se forme dans ces cas une enveloppe blanche de brouillard ou une enveloppe bleuâtre de fumée autour de la sphère mise sous tension. Une description plus détaillée de ces dernières observations fera l'objet d'une publication spéciale.

ÉLECTRICITÉ. — *Conditions pour que des files de circuits récurrents, terminées par des circuits identiques, mais de structure différente de celle des circuits intermédiaires, possèdent des fréquences communes quelles que soient leurs longueurs.* Note de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Aimé Cotton.

Considérons le système figuré ci-dessous, comportant un nombre n, impair, de circuits.



Soient i_1, i_2, ... les intensités des courants qui parcourent les impédances en série; les équations électriques du système sont

$$\begin{aligned}
(Z_1+Z''_1)i_1-Z''_1 i_2&=0,\\
-Z''_1 i_1+(Z+Z''+Z''_1)i_2-Z'' i_3&=0,\\
-Z'' i_2+(Z'+2Z'')i_3-Z'' i_4&=0,\\
-Z'' i_3+(Z+2Z'')i_4-Z'' i_5&=0,\\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots&\ldots,\\
-Z'' i_{n-2}+(Z+Z''+Z''_1)i_{n-1}-Z''_1 i_n&=0,\\
-Z''_1 i_{n-1}+(Z_1+Z''_1)i_n&=0.
\end{aligned}$$

En posant

$$\alpha=-\frac{Z_1+Z''_1}{Z''_1},\quad \beta=\frac{Z''_1}{Z''},\quad \gamma=-\frac{Z+Z''+Z''_1}{Z''},\quad x'=-\frac{Z'+2Z''}{Z''},\quad x''=-\frac{Z+2Z''}{Z''},$$

l'équation aux pulsations s'écrit

$$\Omega(\omega)=\begin{vmatrix} \alpha & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \beta & \gamma & 1 & 0 & 0 & 0 & \ldots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & x' & 1 & 0 & 0 & \ldots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & x'' & 1 & 0 & \ldots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ . & . & . & . & . & . & \ldots & . & . & . & . \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & 0 & 1 & \gamma & \beta \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & 0 & 0 & 1 & \alpha \end{vmatrix}=0.$$

En représentant par Δ_m^p, Δ_μ^i, $\Delta_m^{p'}$ et $\Delta_\mu^{i'}$ des déterminants définis dans une publication antérieure [1], $\Omega(\omega)$ se met sous la forme

$$(1)\qquad \Omega(\omega)=(\alpha\gamma-\beta)^2\Delta_{n-4}^{i}-2\alpha(\alpha\gamma-\beta)\,\Delta_{n-5}^{p}+\alpha^2\Delta_{n-6}^{i'}=0.$$

Or on sait que

$$\Delta_m^p=\Delta_m^{p'},\qquad \Delta_\mu^i=\frac{x'}{x''}\Delta_\mu^{i'};$$

il vient donc

$$(2)\qquad \Omega(\omega)=(\alpha\gamma-\beta)^2\frac{x'}{x''}\Delta_{n-4}^{i'}-2\alpha(\alpha\gamma-\beta)\,\Delta_{n-5}^{p}+\alpha^2\,\Delta_{n-6}^{i'}=0.$$

Comme, d'autre part, pour n impair, il existe la relation de récurrence

$$(3)\qquad \Delta_{n-4}^{i'}-x''\Delta_{n-5}^{p}+\Delta_{n-6}^{i'}=0;$$

s'il est possible de déterminer les impédances ainsi que x' et x'' de façon que les coefficients de (2) et (3) soient proportionnels, on saura trouver des racines de (2) auxquelles correspondront des fréquences propres identiques quel que soit le nombre total n des circuits.

Ceci entraîne

$$(\alpha\gamma-\beta)^2\frac{x''}{x'}=\frac{2\alpha(\alpha\gamma-\beta)}{x''}=\frac{\alpha^2}{1}.$$

On en déduit

$$(4)\qquad x'x''=4.$$

$$(5)\qquad (\alpha\gamma-\beta)x'=2\alpha.$$

La relation (4) donne

$$(4')\qquad \frac{Z+2Z''}{Z''}\,\frac{Z'+2Z''}{Z''}=4.$$

C'est précisément l'une des équations qui détermine les pulsations limites du filtre que constitue l'ensemble des $n-2$ circuits alternés compris entre les circuits extrêmes.

L'équation (5) s'écrit d'autre part

$$(5')\qquad Z'Z''(Z_1+Z_1'')-Z_1Z_1''(Z'+2Z'')=0.$$

---

(1) M. Parodi, *Mémorial des Sciences Physiques*, 47, 1944, p. 31.

Ainsi, si (4′) et (5′) sont simultanément vérifiées, les files de circuits considérées ont toujours des fréquences communes quelles que soient leurs longueurs, et *ces fréquences font partie de l'ensemble des fréquences limites du filtre que constitue l'ensemble des n — 2 circuits alternés* [2].

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur les variations du potentiel d'électrode du palladium hydrogéné.* Note de M. **Jacques Bénard**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les électrochimistes qui ont étudié les phénomènes de polarisation cathodique se sont rarement préoccupés de mettre en évidence les changements de structure cristalline des électrodes saturées d'hydrogène. Récemment [1] nous avons, avec MM. G. Chaudron et A. Michel, étudié par rayons X les modifications de structure d'un fil de palladium sous l'influence du chargement d'hydrogène cathodique et de la désorption. Ces résultats vont nous permettre d'interpréter dans les mêmes conditions les variations du potentiel d'une électrode de palladium.

Le palladium constitue la cathode d'une cellule électrolytique à anode de platine. Le compartiment cathodique est réuni au compartiment anodique par un tube de faible section, et maintenu rigoureusement à l'abri de l'air par une circulation d'azote purifié. On mesure le potentiel de la cathode avec un électromètre à quadrants, en l'associant à une électrode normale au calomel. Électrolyte SO^4H^2N; densité du courant de charge 8 mA/cm². Les valeurs du potentiel sont rapportées à l'électrode au calomel.

La figure 1 résume les résultats obtenus avec un fil de palladium de $0^{mm},5$ de

Fig. 1. — Variation du potentiel au cours du chargement par l'hydrogène.
(------ période de chargement; ——— période de repos.)

diamètre, soumis à une succession de chargements et de repos à l'abri de l'air. Les valeurs négatives, que l'on observe après les premiers chargements, ne sont

[2] Ceci généralise une propriété que nous avons énoncée pour des ensembles de circuits identiques, *op. cit.*, pp. 24 et 27.

[1] *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 915.

pas stables et, lorsque l'électrode est laissée à elle-même, le potentiel E remonte et tend asymptotiquement vers une limite + 0,01 V indépendante de la durée d'électrolyse préalable. Lorsque le chargement est très poussé, on se rapproche du potentiel de l'électrode d'hydrogène (E = — 0,24 V), que l'on atteint finalement d'une manière stable.

L'interprétation est la suivante : les potentiels inférieurs à 0,01 V sont spécifiques de la phase β, phase à concentration élevée et d'ailleurs variable en hydrogène, que nous savons [1] se former très rapidement à la surface de l'électrode. Par repos, la diffusion entraîne un appauvrissement en hydrogène de la région superficielle jusqu'à atteindre la teneur minimum compatible avec la présence de la phase β, d'où l'évolution lente de E jusqu'à la valeur limite + 0,01 V. Après un certain nombre d'opérations semblables, l'hydrogène a pénétré en profondeur, la diffusion a une vitesse de plus en plus faible et l'électrode se comporte finalement comme une électrode d'hydrogène stable.

L'étude du chargement de feuilles minces de palladium ($e = 0^{mm},05$) démontre qu'il est justifié d'attribuer l'évolution de E après chargement partiel à la diffusion interne et non à une dépolarisation par combustion lente ou diffusion dans la solution. Dans ce cas en effet le repos n'entraîne dès le début qu'un retour insignifiant de E vers les potentiels positifs, et l'on atteint très rapidement des valeurs stables voisines de — 0,24 V.

Par exposition de quelques heures à l'air des électrodes massives saturées, on retrouve (*fig.* 2) le potentiel de la phase β à teneur minimum en hydrogène

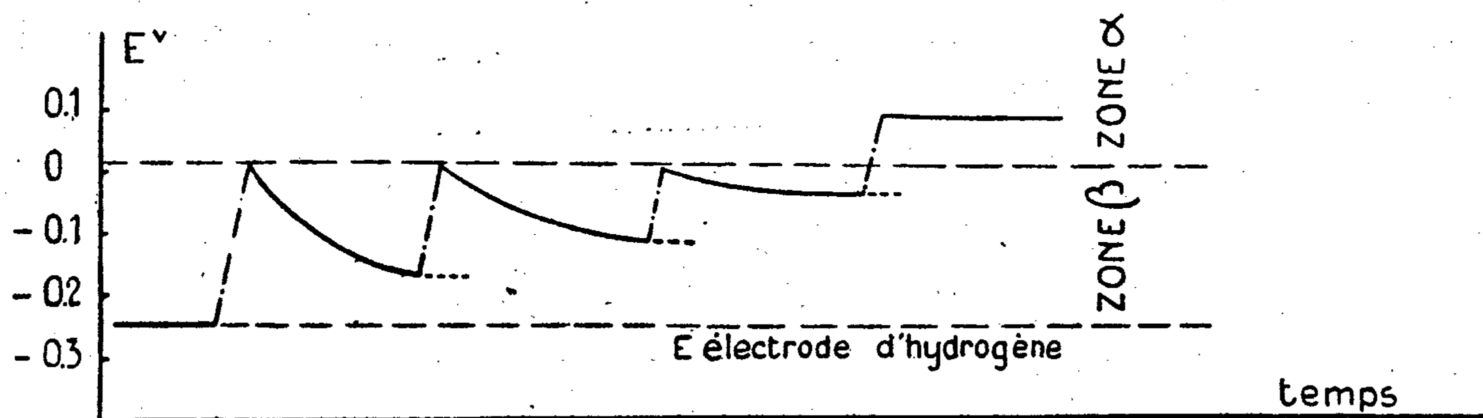


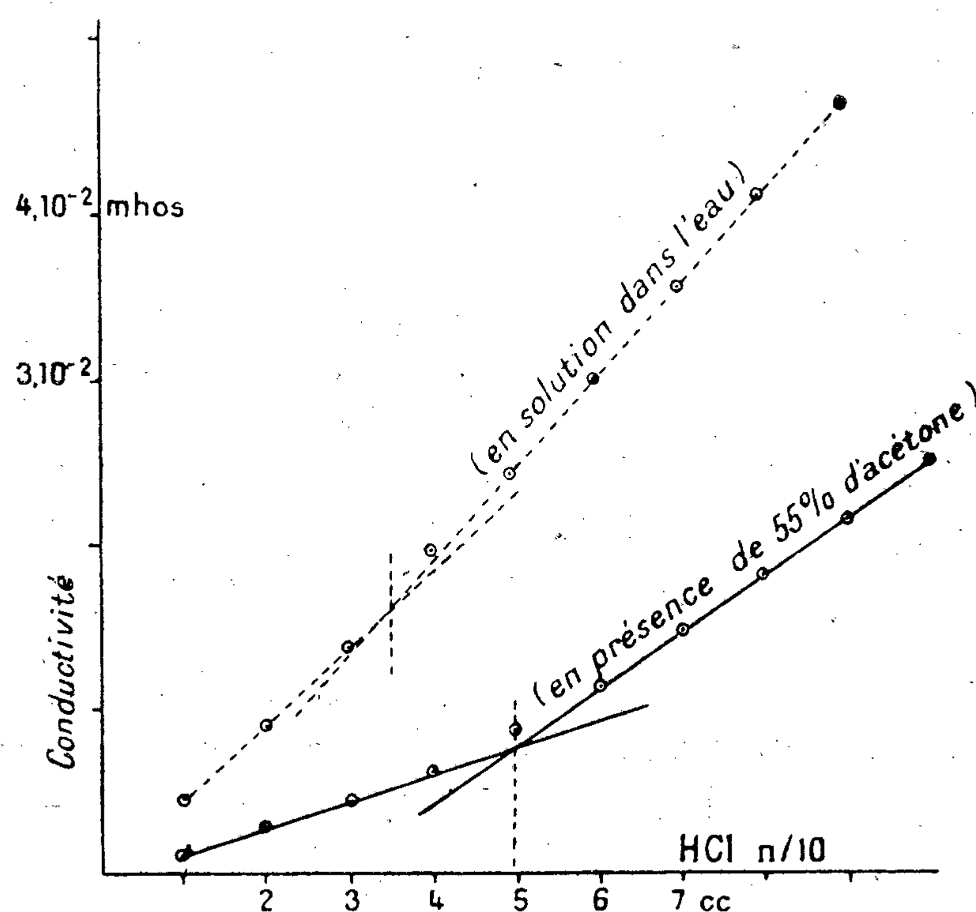
Fig. 2. — Variation du potentiel au cours de la désorption.
(-·-·-·- période d'exposition à l'air; ——— période de repos.)

(E = + 0,01 V) stable à l'air. Si l'électrode est alors soustraite à l'influence de l'oxygène, E tend à se rapprocher de — 0,24 V, sous l'influence de la diffusion de l'hydrogène provenant des régions profondes du métal, ceci d'autant plus lentement que l'exposition à l'air a été plus longue. Si le séjour à l'air se prolonge plusieurs jours, on atteint des potentiels plus positifs (+0,01 < E < +0,30), qui correspondent vraisemblablement à la phase α, beaucoup moins riche en hydrogène.

ÉLECTROCHIMIE. — *Le titrage conductimétrique des acides aminés en milieu organique.* Note de M. **Jean Loiseleur** et Mlle **Denise Lesage**, transmise par M. Jacques Duclaux.

Nous avons cherché à adapter la méthode conductimétrique au titrage des acides aminés. Rappelons que des tentatives ont déjà été faites pour appliquer cette méthode à la mesure des équivalents chimiques des protéines. Dans le cas unique de la gélatine, Hitchcock (1), puis Stearn (2) ont obtenu des valeurs concordant avec celles du titrage potentiométrique; mais pour les autres protéines (ovalbumine, sérum-globuline, sérum-albumine), la méthode conduit à des résultats trop faibles (3). D'autre part aucune justification n'a pu être apportée par le titrage d'acides aminés élémentaires.

I. Le titrage conductimétrique est basé sur la mobilité particulièrement élevée des ions H^+; si l'on introduit des quantités croissantes d'un acide titré dans la solution d'une base, la conductivité présente une brusque augmentation dès que l'acide est en excès. En portant en abscisses les quantités de réactif introduit et en ordonnées les conductivités correspondantes, on obtient deux droites de pentes différentes, l'une relative aux conductivités du



sel formé et de la base non encore saturée, l'autre à celles du sel et de l'acide en excès; le point d'intersection des deux droites correspond au point d'équivalence. Ainsi le titrage conductimétrique ne diffère de la méthode chimique que par le test employé pour saisir le point d'équivalence : le chan-

(1) *J. Gen. Physiol.*, **6**, 1924, p. 201.
(2) *J. Gen. Physiol.*, **11**, 1928, p. 377.
(3) W. Pauli et J. Safrin, *Biochem. Z.*, **233**, 1931, p. 86.

gement de pente de la courbe de conductivité signale ici la présence du réactif en excès, exactement comme le virage de l'indicateur coloré indique le point final dans le titrage chimique. Appliquée aux acides aminés, la technique conductimétrique se comporte comme le titrage chimique et conduit à des valeurs trop faibles (courbe pointillée), par suite de l'intervention de l'hydrolyse et de l'effet tampon.

II. On est conduit dès lors à appliquer, au titrage conductimétrique des acides aminés, les mêmes considérations qui permettent leur titrage chimique. Rappelons qu'il faut pour cela opérer en milieu semi-organique, de façon à entraîner un abaissement de la constante diélectrique suffisant pour éliminer les effets de l'hydrolyse (Harris, Willstater et Linderström-Lang). Les choses se passent de la même façon pour la conductimétrie. L'exemple de l'alanine

Titration conductimétrique de 10^{cm^3} *d'alanine* M/20.

Milieu organique utilisé.	Pourcentage de milieu organique introduit dans le dosage.	Volume de HCl $n/10$ requis pour le titrage.
Témoin dans l'eau	0%	3,50
C^2H^5OH	20	4,74
	55	5,05
$(CH^3)^2CO$	20	4,2
	55	4,98
$(CH^2)^2—O—(CH^2)^2$ (cycle fermé par O)	20	4
	55	5

figurant dans le tableau (les autres acides aminés se comportent d'une façon analogue) montre que, grâce à l'addition d'un solvant organique (alcool éthylique, acétone ou dioxane) à concentration convenable, le titrage conductimétrique conduit à des valeurs correctes (courbe pleine).

En résumé, en présence d'un solvant organique à concentration convenable, la méthode conductimétrique permet le titrage des acides aminés.

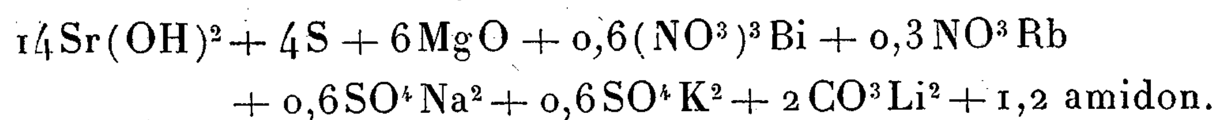
PHOSPHORESCENCE. — *Confirmations expérimentales de l'augmentation de l'intensité lumineuse d'un produit phosphorescent par l'adjonction successive de plusieurs activateurs.* Note de M. **Pierre Bouroff**, présentée par M. Camille Gutton.

Nous avons montré [1] que, contrairement à la règle générale, un produit phosphorescent à base de SrS a sa luminescence considérablement augmentée, sa couleur changée par l'adjonction successive de plusieurs activateurs. Nous en donnerons une nouvelle preuve expérimentale.

Pour des raisons pratiques, SrS a été remplacé par $Sr(OH)^2$ en présence d'un hydrate de carbone (amidon) et du nouvel activateur, qui est Rb, sous

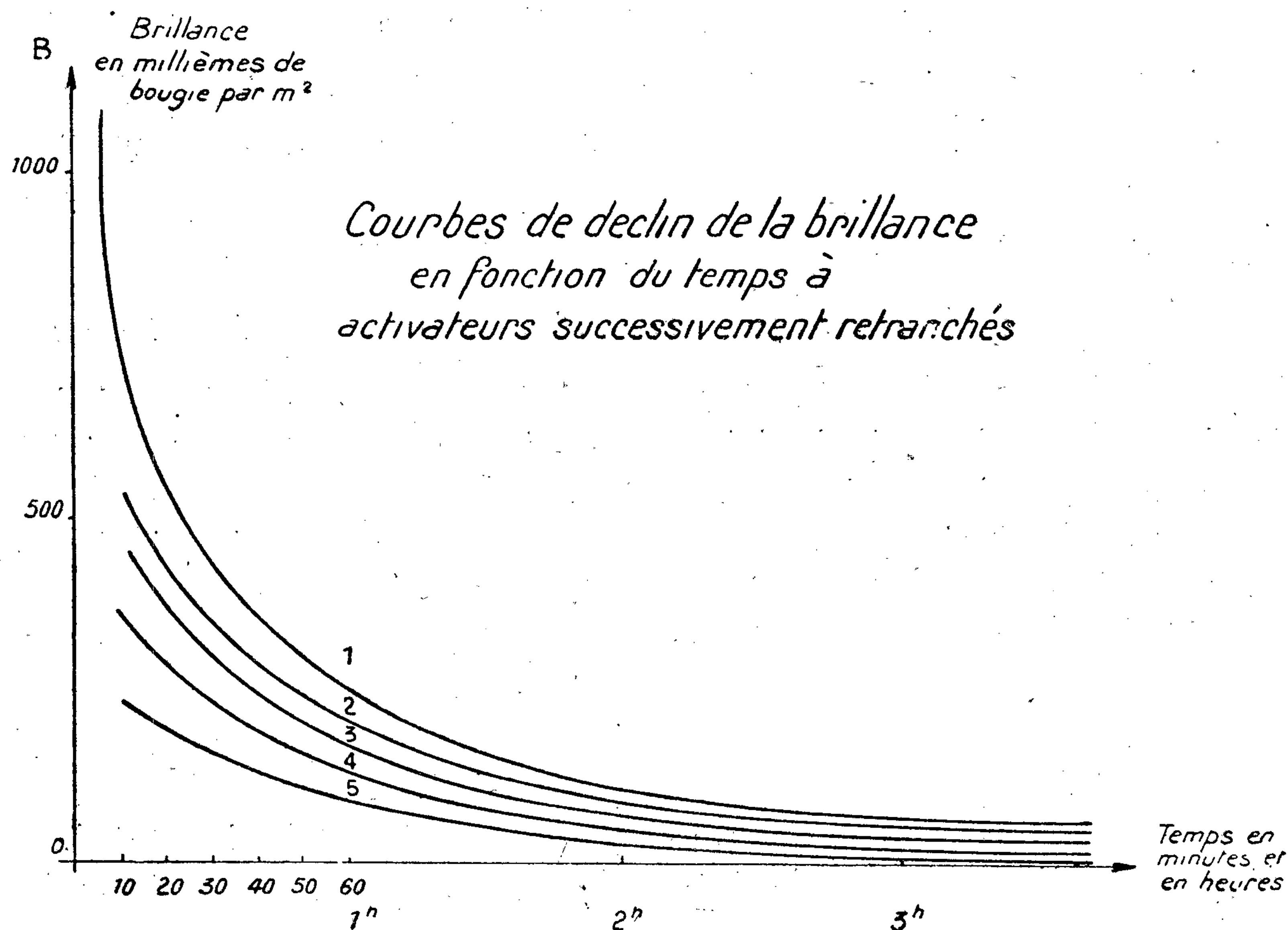
(1) P. Bouroff, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 317.

forme de NO^3Rb. La formule finale du produit-mélange est donc



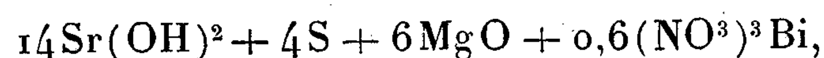
$$14Sr(OH)^2 + 4S + 6MgO + 0{,}6(NO^3)^3Bi + 0{,}3NO^3Rb + 0{,}6SO^4Na^2 + 0{,}6SO^4K^2 + 2CO^3Li^2 + 1{,}2 \text{ amidon}.$$

Ce mélange donne un très beau bleu vert. La figure ci-dessous donne les courbes



caractéristiques représentant le déclin de la brillance en fonction du temps : la brillance est évaluée en millièmes de bougie par mètre carré, le temps est porté en abscisses.

La courbe 1 est relative au mélange ci-dessus indiqué. La courbe 2 correspond au même produit sans SO^4K^2. La courbe 3 au produit ne contenant ni SO^4K^2, ni SO^4Na^2. La courbe 4 est relative au produit-mélange ne comportant pas NO^3Rb, tandis que la courbe 5 est celle d'un mélange dépourvu de CO^3Li^2. Il s'ensuit que l'accroissement de la brillance se trouve être marqué lorsque, au produit phosphorescent initial



$$14Sr(OH)^2 + 4S + 6MgO + 0{,}6(NO^3)^3Bi,$$

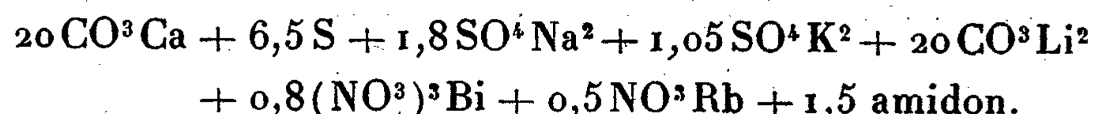
on ajoute d'autres constituants tels que NO^3Rb, CO^3Li^2, SO^4K^2, SO^4Na^2....

Ces relevés expérimentaux confirment bien notre hypothèse que, dans le produit phosphorescent étudié, les activateurs phosphorogènes successifs augmentent la durée de restitution de la lumière, et, à temps égaux, augmentent aussi l'intensité lumineuse du corps considéré.

Le carbonate de calcium, pris comme matière de base à la place de l'hydroxyde

de strontium, donne une couleur violette. L'adjonction soit de CO^3Li^2, soit de NO^3Rb, puis enfin de SO^4K^2 ou de $SO^4K^2 + SO^4Na^2$, en augmente la luminescence.

La formule du mélange donnant le meilleur résultat est



$$20\,CO^3Ca + 6{,}5\,S + 1{,}8\,SO^4Na^2 + 1{,}05\,SO^4K^2 + 20\,CO^3Li^2 + 0{,}8\,(NO^3)^3Bi + 0{,}5\,NO^3Rb + 1{,}5 \text{ amidon}.$$

Il est intéressant de signaler que, aussi bien dans le premier cas que dans le second, l'augmentation quantitative de $(NO^3)^3Bi$ ou de NO^3Rb ou encore de CO^3Li^2 n'entraîne aucun accroissement de brillance. Les coefficients figurant dans les formules paraissent correspondre aux valeurs optima.

CHIMIE THÉORIQUE. — *A propos de la variation de la covalaffinité d'un élément avec sa valence.* Note de M. **Raymond Daudel** et Mlle **Pascaline Salzedo**.

Considérant que l'énergie de liaison entre deux atomes par l'intermédiaire d'une paire électronique doit dépendre à la fois du couplage entre les deux électrons et de la cohésion entre le doublet et les atomes, nous avions indiqué (1) que la covalaffinité d'un élément doit être d'autant plus grande que :

1° celui-ci appartient à une période de plus petit numéro d'ordre;

2° il se trouve dans un état de valence moins électropositif.

De cette dernière remarque on pouvait conclure que la covalaffinité d'un élément donné doit croître avec la valence de celui-ci.

Nous avons mis en évidence une raison d'être supplémentaire à cette loi.

L'énergie de couplage par paire électronique est, comme l'a montré Pauling, une fonction croissante de la précision de la localisation des électrons sur l'axe de liaison.

On peut représenter cette grandeur par la densité de probabilité de présence de l'électron sur cet axe que nous appellerons *force de localisation*.

La méthode de calcul de ces forces proposée par R. Daudel, A. Bucher et H. Moureu (2) conduit aux valeurs contenues dans le tableau suivant :

Valence.	Nature des électrons de valence.	Force de localisation.
1.....	*s*	1
	p	3
2.....	2 él. *p*	3
	1 él. *s* + 1 »	4
3.....	3 »	3
	1 » + 2 »	4
4.....	1 » + 3 »	4
5.....	1 » + 3 » + 1 él. *d*	5,25 pour 3 des 5 liaisons; 9 pour les autres
6.....	1 » + 3 » + 2 »	7,7 ou 9 pour toutes les liaisons
7.....	1 » + 3 » + 3 »	9 pour toutes les liaisons

(1) R. Potier et R. Daudel, *La Chimie théorique*, Paris, 1943, p. 68.

(2) *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 917.

On voit ici d'une façon quantitative que la force de localisation des électrons de valence d'un élément croît avec la valence de celui-ci.

La covalaffinité d'un atome donné a donc deux raisons de croître avec la valence :

1° parce que l'électropositivité de cet élément décroît avec cette valence;

2° parce que la force de localisation des électrons croît avec celle-ci.

Cette augmentation de la tendance vers l'homopolarité avec la valence permet d'expliquer de nombreuses constatations d'ordre chimique et notamment :

1° le caractère basique des métaux aux faibles valences et leur caractère acide aux valences élevées;

2° le fait qu'un métalloïde donne des oxacides faibles à ses valences basses et des oxacides forts à ses valences supérieures.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Essais de préparations de sulfinones d'hydrocarbures polynucléaires.* Note de MM. **Charles Courtot** et **Nicolas Kozertchouk**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans de précédentes recherches, nous avons fait connaître les sulfinones du naphtalène ([1]), premier hydrocarbure polynucléaire examiné. Dans la présente Note, nous mentionnons les résultats obtenus dans la série du fluorène, de l'acénaphtène et du phénanthrène.

1° *Essais d'obtention de sulfinones symétriques.* — *a.* Le magnésien du fluorène ([2]), réagissant sur le chlorure de thionyle donne, par un mécanisme de réduction déjà signalé, le sulfure de difluorényle, avec un rendement très faible du reste. Il se forme du difluorényle et du difluorénylfluorène ([3]); *b.* la méthode de Friedel et Crafts a été appliquée au fluorène, à l'acénaphtène et au phénanthrène. Avec le fluorène, opposé au chlorure de thionyle, en présence de chlorure d'aluminium, nous avons réussi à isoler la sulfinone difluorénylée-9.9'. C'est un produit qui noircit en se résinifiant à 199-192°. Par oxydation au perhydrol, cette sulfinone conduit à la sulfone correspondante, corps jaunâtre F 253°. Avec l'acénaphtène, la sulfinone symétrique n'a pu être isolée; il semble se produire, d'après les analyses et les déterminations cryoscopiques, des produits de plus haute condensation, très difficiles à purifier, correspondant vraisemblablement au sulfure de di-acénaphtyle. L'oxydation par le perhydrol ne nous conduit pas cependant simplement à la sulfinone; il y a, sans doute, rupture du cycle pentagonal des noyaux de l'acénaphtène, avec formation de groupements carboxylés et la substance se dissout dans le carbonate de sodium. Avec le phénanthrène, nous obtenons une substance noire, non cristallisable, se décomposant avec résinification par chauffage, qui donne à l'analyse les

(1) Ch. Courtot et Païvar, *Chimie et Industrie*, **45**, n° 3 *bis*, 1941, p. 80.

(2) Grignard et Courtot, *Comptes rendus*, **152**, 1911, p. 1493.

(3) Courtot et N. Kozertchouk, *Bull. Soc. chim.*, 5e série, **9**, 1942, p. 882.

chiffres correspondant à la sulfinone attendue, mais que nous n'avons pu purifier, étant donnée sa faible affinité pour la plupart des solvants.

L'oxydation de cette substance par le perhydrol semble conduire à un dérivé sulfiné de la phénanthrènequinone. Il est probable que l'oxydation a porté sur les noyaux, sans attaquer le groupe sulfinone.

2° *Essais d'obtention de sulfinones non symétriques.* — *a.* Par condensation du sulfichlorure de benzène sur le fluorène, en présence de chlorure d'aluminium, il se forme des substances résineuses d'où il nous a été impossible d'isoler des produits définis; *b.* la même réaction, appliquée à l'acénaphtène, nous a donné une substance amorphe par extraction à l'acétone, au soxhlet, de composition centésimale intermédiaire au sulfure mixte de phényl et d'acénaphtyle et à la sulfinone correspondante; *c.* la condensation du benzène sulfichlorure avec le phénanthrène, en présence de chlorure d'aluminium, conduit à une substance amorphe, donnant à l'analyse des chiffres assez voisins de ceux de la sulfinone attendue. L'oxydation par le perhydrol conduit ici encore à l'oxydation du noyau phénanthrénique. D'autres catalyseurs de condensation tels que chlorure de zinc, tétrachlorure d'étain, perchlorure de fer ne conduisent pas à de meilleurs résultats.

Nous avons alors essayé d'appliquer la réaction des organomagnésiens aromatiques sur les sulfochlorures préparés au départ des hydrocarbures polynucléaires, mais les sulfinones cherchées n'ont pas été isolées. Par contre, ces réactions nous ont permis d'obtenir des dérivés dont certains n'avaient pas été décrits jusqu'à présent. *a.* Fluorène : le sulfochlorure-2 du fluorène ([4]), opposé au phénylbromure de magnésium, n'a donné qu'un produit charbonnant sans fondre, contenant du soufre et riche en cendres. Le sulfinate de potassium-2 du fluorène a été préparé par réduction du sulfochlorure-2 du fluorène au moyen du bisulfite de potassium en présence de bicarbonate de potassium ([5]). Soluble dans l'acide acétique, d'où il est facilement recristallisable; corps blanc, légèrement jaunâtre, cristallisant avec 1^{mol} d'eau. Le sulfichlorure-2 du fluorène n'a pu être préparé à l'état suffisamment pur pour le faire entrer en réaction avec un composé organomagnésien; *b.* le sulfochlorure-3 de l'acénaphtène ([6]), opposé au magnésien du bromobenzène, conduit à l'acide acénaphtènesulfinique déjà connu (2 et 1) et à une substance cristallisée en aiguilles blanches, qui se forme en très petite quantité, contenant du soufre, présentant de l'acidité au tournesol, F 137-139°, mais non encore identifiée; *c.* le sulfochlorure-3 du phénanthrène ([7]) réagit sur le bromure de phénylmagnésien pour donner, avec d'assez bons rendements, le

---

([4]) Ch. Courtot et R. Geoffroy, *Comptes rendus*, **178**, 1924, p. 2259.

([5]) Martson, Bogert et Richard, *Conklin. tr. chim., Tchechoslov.*, 5, 1933, p. 187.

([6]) Dziewonski et B. Grünberg et J. Schön, *Bul. int. Pol. Acad. Sciences, Lettres*, série A, 1930, p. 518.

([7]) Werner, *Lieb. Annalen*, **321**, 1902, p. 251.

phénanthrènesulfinite de sodium jusqu'ici inconnu. Il se décompose à 320-330° en noircissant déjà à 300°. Il est soluble dans l'eau, mais donne une solution opalescente. Il ne fond pas à 360°. Il cristallise avec $0^{mol},5$ d'eau.

En résumé, les sulfinones de ces divers hydrocarbures polynucléaires ne sont pas facilement accessibles par les différentes méthodes mises en œuvre, contrairement à ce qui a lieu pour les hydrocarbures mononucléaires ([8]). Nous devons signaler que ces hydrocarbures polynucléaires permettent cependant l'accès aux dérivés acylés, avec des rendements parfois élevés ([9]), et les cétones sont plus faciles à purifier que les sulfinones; cela tient peut-être à la nature de la liaison semi-polaire soufre ([10]).

GÉNÉTIQUE. — *Pigment pourpre dans les hybrides de Blés, Engrains et Froments* (Tr. monococcum × Tr. vulgare). Note ([1]) de M. **Kuo-Chun Chin**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Nous avons signalé ([2]) que les plantules (F_3) issues du type maternel montrent, au cours de la germination, des gaines de couleur pourpre, semblables à celles des plantules du *Tr. monococcum* var. *vulgare*, et cela sans exception.

Les plantules (F_3) issues du type paternel ne présentent qu'en partie des gaines pourpres; la coloration a des tons variés. La moitié des plantutes reste de couleur blanche, comme chez le père, *Tr. vulgare* var. *Hybride de la paix*.

Poursuivant nos observations jusqu'à aujourd'hui, nous avons constaté que ce phénomène (8 générations) persistait sans modification. Nous avons donc été amené à nous demander si le pigment pourpre était de nature anthocyanique ou l'un des caractères mendéliens du croisement.

Les pigments anthocyaniques, de coloration rouge ou bleue, apparaissent sur les feuilles en automne, sous l'influence de la température à laquelle certaines fleurs sont également très sensibles (*Primula sinensis rubra*, rouge vers 20°, blanche en serre, vers 30°.) Le Lilas, violet à la température ordinaire, reste blanc en hiver à température élevée, sous l'action du forçage. Cette action est en rapport avec la richesse du contenu cellulaire en sucre. Toutes les actions qui augmentent la teneur en sucre favorisent le développement des pigments anthocyaniques; ainsi la décortication annulaire des tiges accumule la sève au dessus des anneaux et les pigments anthocyaniques apparaissent.

([8]) Ch. Courtot et J. Frenkiel, *Comptes rendus*, **199**, 1934, p. 537.

([9]) Dziewonski et Schneyder, *Bul. int. Pol. Acad. Sciences, Lettres*, série A, 1930, p. 529; Werner et Schöler, *Ber. d. Chem. Ges.*, 39, 1906, p. 1287; Graebe et Haas, *Lieb. Annalen*, **327**, 1903, p. 92; Willgerodt et Albert, *J. f. prakt. Chem.*, **84**, 1911, pp. 383 et 392; W. E. Bachmann, *Am. Soc.*, 5, 1935, p. 555; Fortner, *Monatsh. Chem.*, **23**, 1902, p. 922.

([10]) Ch. Courtot, Frenkiel et Zwilling, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **3**, 1936, p. 37.

([1]) Séance du 12 juin 1944.

([2]) *Comptes rendus*, **209**, 1939, p. 240.

Le pigment pourpre propre aux hybrides du Blé n'est pas de même nature que les pigments anthocyaniques. Le fait que les gaines de plantules de *Tr. monococcum* var. *vulgare* sont de couleur pourpre a déjà été signalé par M. Percival dans son Ouvrage *The wheat plant* (1921), mais sans détails.

Nous avons observé que la couleur pourpre apparaît d'abord dans le coléoptile puis, très distinctement, dans les gaines des plantules, offrant la nuance pourprée des herbes d'automne. De près, on voit que c'est à *Tr. monococcum* var. *vulgare* que l'on doit cette couleur, qui persiste jusqu'à la mi-avril; elle disparaît peu à peu quand vient la chaleur. C'est d'abord la partie externe des gaines qui se décolore; puis la couleur pourpre disparaît de la partie interne des gaines, enfin des tiges souterraines et jusqu'à la racine ou la couleur pourpre persiste plus longtemps.

Tr. monococcum et leurs hybrides de type maternel manifestent le même phénomène, mais l'époque de la disparition de la couleur pourpre est différente; elle est plus tardive chez le type maternel, donc les caractères héréditaires sont différents chez la mère et ses hybrides. Au cours de la floraison, la couleur pourpre réapparaît dans les anthères au moment de la fanaison ([3]).

Nous avons observé que les pigments anthocyaniques des plantules de Blé sont de couleur rouge et non pourpre; ils sont situés dans la partie extérieure des gaines et parfois sur la lame des feuilles, jamais dans les tiges souterraines. Ces pigments anthocyaniques n'apparaissent pas en même temps que les pigments pourpres qui se manifestent au cours de la germination et que les pigments anthocyaniques qui apparaissent plus tard sous l'influence du froid. Ces différences sont du type des variations instables; nous les retrouvons d'une part chez certaines variétés de Blé, d'autre part sur certaines plantules appartenant à une même variété issue d'une graine.

Chez *Tr. monococcum* (mère) et ses descendants du type maternel le pigment pourpre apparaît immédiatement après la germination, au début de la sortie des plantules, et ceci sans aucune exception. Nous trouvons quelques feuilles de *monococcum* portant des pigments anthocyaniques sur la lame des feuilles sans que soit modifiée la partie déjà chargée de pigments pourpres; ces deux pigments sont de nature différente.

D'autre part le Blé hybride de la paix (père) ne possède aucun pigment, pas plus pigment anthocyanique que pigment pourpre quelle que soit la température. Mais, chez les hybrides de type paternel, nous observons qu'une partie des plantules est chargée de pigments pourpres après la germination, au moment de la sortie des plantules et que ces pigments n'ont aucun rapport avec les pigments anthocyaniques; car plus tard nous trouvons quelques plantules pourvues de pigments anthocyaniques s'ajoutant soit aux plantules déjà pourvues de pigments pourpres, soit aux plantules totalement dépourvues de

---

([3]) *C. R. Acad. Agriculture de France*, **28**, 1943, p. 559.

pigments. Cette succession met en lumière des disjonctions singulières et très nettes chez les hybrides interspécifiques des Blés du type paternel.

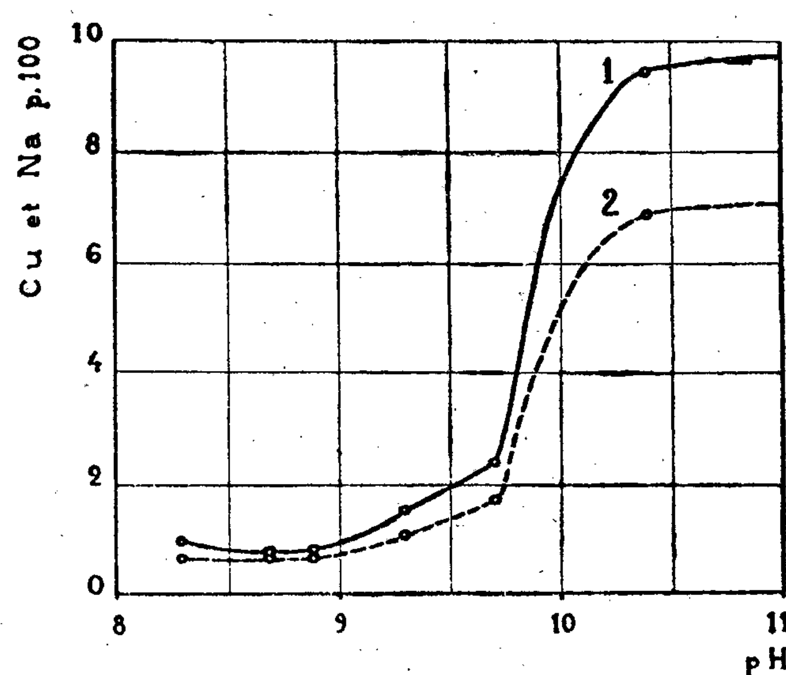
En conclusion, le pigment pourpre des hybrides de blés issus de *monococcum* forme une série de caractères mendéliens et ne sont nullement une manifestation du pigment anthocyanique.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude des combinaisons entre protéides et cuivre prenant naissance en milieu alcalin.* Note ([1]) de MM. **Michel Machebœuf** et **Max Viscontini**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Nous avons déjà décrit ([2]) l'affinité remarquable des protéides du sérum sanguin pour le cuivre. Si l'on mélange du sérum et de l'hydrate cuivrique, celui-ci se dissout en quantité variable avec le pH. Les complexes formés ne sont pas les mêmes suivant que l'on opère en milieu peu alcalin ou en présence d'une quantité notable d'alcali.

Pour étudier les complexes qui se forment en milieu alcalin, nous avons opéré en présence d'un léger excès d'hydrate cuivrique en faisant varier la quantité de soude ajoutée au sérum. Après 15 heures, l'excès d'hydrate cuivrique fut éliminé et nous avons précipité les protéides à chaud par de l'alcool ([3]) (5 volumes d'alcool à 95°). Le coagulum protéidique fut recueilli, lavé par de l'alcool bouillant, puis séché et analysé. Ce coagulum contient du cuivre et du sodium en quantités variables suivant le pH auquel a été réalisé le mélange du sérum et de l'hydrate cuivrique.

pH.....	8,3.	8,7.	8,9.	9,3.	9,7.	9,8.	10,4.
Cu % de coagulum sec....	0,97	0,74	0,81	1,52	2,38	4,11	9,06
Na % »	0,66	0,71	0,70	1,09	1,66	3,0	6,9



Pour les courbes ci-dessus, sont portés en abscisses les pH mesurés lorsque le mélange de sérum, de soude et d'hydrate cuivrique avait atteint son équi-

([1]) Séance du 21 mai 1944.

([2]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 305.

([3]) En milieu très alcalin, la coagulation des protéides par l'alcool s'effectue mal; il est bon de la favoriser par addition d'éther.

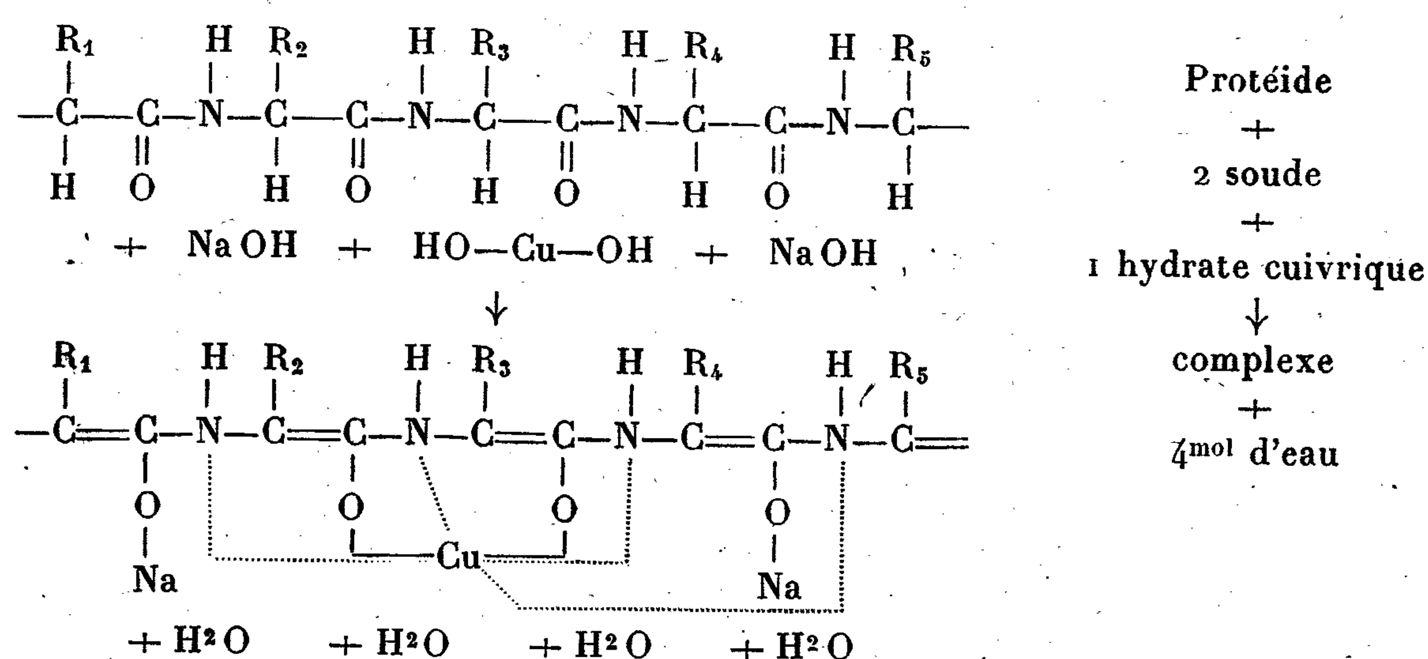
libre; en ordonnées sont portées les teneurs du coagulum en cuivre (courbe 1) et en sodium (courbe 2). Dans la zone des fortes alcalinités, le rapport entre les ordonnées des deux courbes est constant; il correspond alors à deux atomes de sodium pour un atome de cuivre.

Le sodium et le cuivre sont dans des états différents. Par dialyse, le sodium s'élimine rapidement tandis que le cuivre persiste en proportion très élevée, même si la dialyse dure très longtemps. Les chiffres suivants correspondent à trois expériences réalisées avec des mélanges effectués à des pH différents.

		pH	7,8	8,4	9,1
Constitution du coagulum	protéidique fourni par la solution originelle	Cu %...	0,94	1,18	1,72
		Na %...	0,50	0,90	1,2
	fourni par la même solution après 45 jours de dialyse..	Cu %...	0,86	1,01	1,57
		Na %...	0	0	0

Nous avons cherché la limite à laquelle pouvait s'élever la proportion de cuivre que peuvent fixer les protéides. Cette limite est atteinte lorsque le pH dépasse 10,3 ou 10,5. Le coagulum protéidique contient alors 4 atomes d'azote pour un atome de cuivre et deux de sodium.

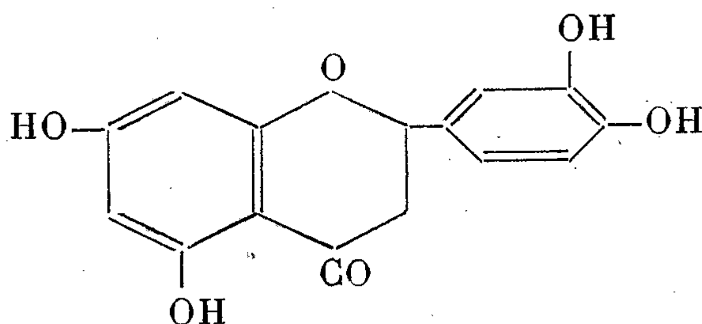
Pour interpréter ces résultats, nous avons fait appel aux quelques connaissances déjà obtenues sur les corps biurétiques, sur les combinaisons entre peptides et cuivre (4), et à certains faits mis en évidence par H. D. Dakin (5) au cours d'études sur le comportement des peptides en milieu alcalin. Nous pensons pouvoir schématiser la réaction entre protéide et hydrate cuivrique en milieu alcalin par la formule suivante, pour laquelle nous admettons que le protéide réagit sous forme énolique. (Pour simplifier, nous avons schématisé le protéide par un fragment de chaîne polypeptidique rectiligne.)



(4) M. Rising, P. Parker et D. Gaston, *J. Amer. Chem. Soc.*, 56, 1934, p. 1178.
(5) *J. Biol. Chem.*, 13, 1912-1913, p. 357.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la nature de la vitamine* P. *Remarquable activité de l'esculoside sur la résistance capillaire*. Note de MM. **Jean Lavollay** et **Jean Sevestre**, présentée par M. Maurice Javillier.

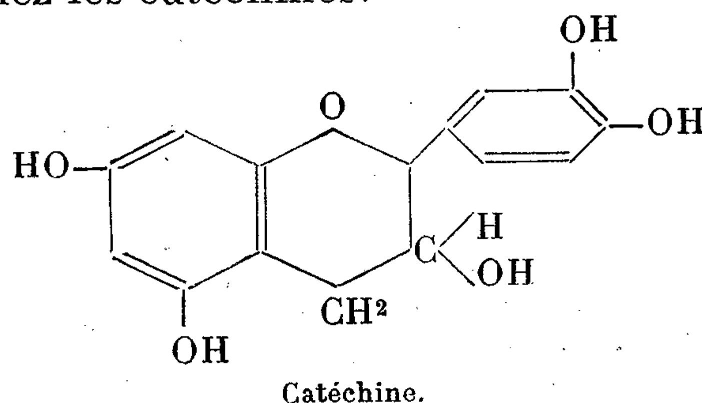
La vitamine C a été longtemps considérée comme la vitamine des capillaires, et nombreux sont les travaux, souvent oubliés maintenant, qui semblaient témoigner de l'action de cette substance sur la résistance des petits vaisseaux. En 1936 cependant, Szent-Györgyi et ses collaborateurs constatèrent que certains purpuras de l'Homme, caractérisés par la fragilité et la perméabilité aux protéines des capillaires, étaient rebelles à l'acide ascorbique; ces purpuras étaient par contre guéris par les sources naturelles de vitamine C (agrumes, paprika). D'où la notion d'une nouvelle vitamine, la vitamine P, qui, pensait-on, était un hétéroside d'une tétrahydroxy-flavanone, l'ériodictyol



D'autres fruits renferment des substances susceptibles de rétablir, chez l'animal, la résistance capillaire artificiellement abaissée par un régime scorbutigène (Zacho).

L'un de nous, avec Parrot et Sevestre [1], a ainsi que Sévin, reconnu que différentes substances définies [des flavonols et leurs hétérosides; des anthocyanidols et leurs hétérosides [2], des catéchines, comme l'épicatéchine] présentent, à des degrés divers, l'activité vitaminique P.

Tous ces dérivés présentent une structure générale commune, qui est celle du phényl-chromane, dans lequel l'hétérocycle se trouve à différents degrés d'oxydation et dont la molécule porte un certain nombre de OH phénoliques et un OH alcoolique chez les catéchines.



Catéchine.

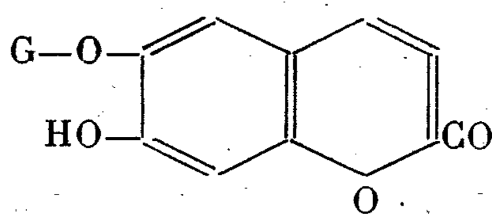
Il nous a paru particulièrement intéressant de rechercher s'il n'existe pas des

(1) J. Lavollay et J.-L. Parrot, *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 496; A. Sévin, *ibid.*, 216, 1943, p. 505; J. Lavollay, J.-L. Parrot et J. Sevestre, *ibid.*, 217, 1943, p. 540.

(2) Résultats non publiés.

substances naturelles, de structure différente, possédant une activité physiologique semblable.

Parmi les substances que nous avons étudiées chez le Cobaye, la coumarine, administrée dans la cavité péritonéale, en solution légèrement alcalinisée dans le sérum physiologique, s'est montrée d'une bonne activité. Nous avons alors recherché l'activité des dérivés naturels de cette substance. *L'esculoside du*



Esculoside.

marronnier, glucoside d'un dérivé dihydroxylé de la coumarine, *présente une activité de vitamine* P *considérable*. Il témoigne dès le 1/10 de gamma d'une activité mesurable.

Dose injectée (une seule fois) dans la cavité péritonéale du cobaye normal		100γ.	1γ.	0γ,1.
Résistance capillaire en cm de Hg	Avant	21,5	18	13
	24 h. plus tard	> 37,5	> 30	16
	48 h. »	> 38	> 30	16

Du point de vue structural, on notera que l'esculétol, aglycone de l'esculoside, possède, comme l'acide ascorbique, une fonction lactone et deux OH en *ortho*. On notera aussi qu'il s'agit d'un dérivé de l'α-benzopyrone, tandis que les flavanones et les flavonols sont des dérivés de la γ-benzopyrone.

La remarquable activité physiologique de l'esculoside sur les petits vaisseaux fournit l'explication des propriétés antihémorragiques depuis longtemps reconnues aux extraits de marronnier.

A 15h45m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITE SECRET.

La Section d'Anatomie et Zoologie, par l'organe de son Doyen, présente la liste suivante de candidats à la place vacante par la mort de M. *Louis Bouvier*.

En première ligne.......... M. **Robert Courrier**.

En seconde ligne, ex æquo *par ordre alphabétique*........ MM. **Christian Champy**, **Emmanuel Fauré-Frémiet**, **Pierre-P. Grassé**, **René Jeannel**, **Étienne Rabaud**.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu en la prochaine séance publique.

La séance est levée à 17h. L. B.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SEANCE DU LUNDI 26 JUIN 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Sur les variations de la température des caves de l'Observatoire de Paris, et leur relation éventuelle avec celles de la chaleur interne des couches terrestres.* Note de M. **Ernest Esclangon.**

Les caves de l'Observatoire de Paris, à 28^{m} de profondeur [et qui ne sont en fait que d'étroits couloirs, provenant de vieilles carrières (les catacombes)], *ont-elles une température constante au cours des siècles ?* Nous allons montrer que, bien au contraire, cette température comporte des variations séculaires relativement considérables. Une telle constatation est d'un haut intérêt, car ces variations doivent être attribuées, semble-t-il, à des variations thermiques internes, dans les profondeurs mêmes du sol, sans qu'intervienne la température à la surface, laquelle, soumise à des causes atmosphériques prépondérantes, se montre très sensiblement constante, *en moyenne*, au moins pendant plusieurs centaines d'années.

Dès que fut terminée la construction de l'Observatoire de Paris, on songea à étudier la température des profonds souterrains (catacombes) au-dessus desquels il est édifié. Le 24 septembre 1671, on y déposa un thermomètre, construit par Mariotte et dont la lecture se montra, pendant plus de 6 mois consécutifs, remarquablement constante, *indépendante des variations thermiques à la surface*. Dès lors fut accréditée cette opinion que la température de ces souterrains était absolument invariable. La Hire la prit pour un des points fixes de la thermométrie; on ne songeait pas évidemment à des variations séculaires possibles. On n'a pas de données précises sur la valeur absolue de la température marquée par le thermomètre de Mariotte, mais il résulte, précisément, des observations faites par La Hire vers 1709, au moyen de thermomètres construits sur les principes donnés par Réaumur, qu'à cette époque la température était de 12°,8 C.

En 1759, Le Gentil trouva, avec un thermomètre de Michely Ducrest, cette même température de 12°,8; mais à partir de cette date la température se montre décroissante. Cela résulte de deux faits : 1° en février 1776, Messier

constate, avec un thermomètre, *vérifié quelques jours avant l'observation*, que la température dans les caves est seulement de 11°,76; 2° en 1741, Michely avait placé un thermomètre très sensible dans les caves et marqué sur la tige la température atteinte; or ce *même* thermomètre, transporté à nouveau dans les caves en janvier 1776, marquait un demi-degré de moins qu'en 1741. On ne connaissait pas à cette époque les lents déplacements du zéro dans les thermomètres, mais, si l'on remarque que ces déplacements ont pour effet de relever, au contraire, les températures apparentes, on peut en conclure que la température, de 1741 à 1776, avait baissé d'une quantité supérieure à 1/2 degré. Même conclusion avec le thermomètre observé par Le Gentil en 1759 et qui, lu en 1773, marquait près de un degré de moins; même conclusion encore avec l'observation d'un thermomètre construit par Segaud de Lafond, qui, en 1773, marquait 11°,4. On doit donc admettre qu'en 1776, et cela surtout d'après les observations de Messier faites dans des conditions de sécurité indépendantes d'un déplacement de zéro, *la température était de* 11°,76 (¹).

En 1783, un thermomètre de haute sensibilité, construit par Lavoisier (²), est placé dans les caves. Il a été gradué par comparaison avec un étalon; il marque 11°,42. Une certaine incertitude règne cependant sur cette valeur initiale, car le zéro de l'étalon n'était peut-être pas exact (on ignorait encore les déplacements du zéro). Ce thermomètre est ensuite observé, sans discontinuité, jusqu'en 1852; mais rien *d'absolu* ne peut en être tiré en raison de l'ignorance de la position et des déplacements du zéro. Toutefois, en 1817, Arago fait placer dans les caves de l'Observatoire, à côté du thermomètre Lavoisier, un thermomètre construit par Gay-Lussac et observé concurremment avec celui de Lavoisier. A ce moment on était dans la connaissance des variations du zéro, de sorte que *la température observée*, 11°, 71, *doit être regardée comme exacte*. En 1826, toutes précautions prises, on observe 11°,8.

Entre 1817 et 1852, les deux thermomètres, Lavoisier et Gay-Lussac, sont observés régulièrement; ils accusent des *variations qui restent sensiblement parallèles*, et, chacun, un *maximum* relatif (qu'on peut évaluer à 12°,0) vers 1839 et qui doit être de ce fait regardé comme correspondant à la réalité. Après 1839, légère décroissance; en 1852, la température est de nouveau 11°,7.

Après 1852, la température des caves n'a plus été régulièrement suivie. Toutefois, au cours des années s'étendant de 1922 à 1943, on a lu avec assiduité, pour des besoins astronomiques, les températures indiquées par des thermomètres, au nombre de quatre, placés dans les cages des horloges directrices

---

(¹) On n'a pas à se préoccuper des variations saisonnières, les observations ultérieures ayant montré qu'elles sont absolument nulles, plus exactement inférieures à 1/100 de degré.

(²) Une variation de un degré correspondait à un déplacement de la colonne mercurielle de 10^{cm}. Ce thermomètre existe encore, mais sa tige a été brisée il y a une quinzaine d'années.

installées dans les souterrains. La température moyenne ainsi obtenue, de 12°,5 en 1922, s'élève progressivement, à raison de 0°,02 par an, et atteint 12°,9 en 1943. Mais ici encore, les déplacements des zéros de ces thermomètres n'ont pas été suivis régulièrement; ils ont été déterminés une seule fois en 1935 et l'on en conclut, pour cette date, la température de 12°,7.

Au début de 1944, en vue de déterminer, à nouveau, avec toute la précision et la sécurité désirables, la température des caves, nous avons fait construire un thermomètre de haute sensibilité ([3]), vérifié avec le plus grand soin par le Bureau International des Poids et Mesures, quelques jours avant son transfert dans les caves. La température constatée ainsi, en 1944, est de 12°,90, *en excès de plus de un degré sur les températures de* 1776, 1817 *et* 1826. Pour plus de sécurité encore, nous avons fait installer des thermomètres en divers emplacements, éloignés les uns des autres de plusieurs dizaines de mètres; les uns dans des caveaux entièrement fermés; les autres dans les couloirs, l'un, notamment, au pied de l'escalier d'accès. Tous ces thermomètres donnent des températures concordantes extrêmement voisines de 12°,9. Seul celui placé au pied de l'escalier donne 13°,0.

On peut résumer l'ensemble de ces résultats ainsi qu'il suit : Entre 1710 et 1750, la température s'est maintenue aux environs de 12°,8. La température baisse ensuite rapidement pour devenir égale à 11°,8 en 1776; reste peu variable jusqu'en 1826, marque ensuite un léger maximum relatif de 12°,0 en 1839, baisse légèrement après cette date; ensuite longue période sans observation. De 1922 à 1943 on constate que la température est croissante; en 1944 elle est égale à 12°,90, *supérieure de* 1°,2 *à celle observée à la fin* du XVIIe et du commencement du XVIIIe siècle; variation donc extrêmement importante.

Il est à remarquer que les caveaux dans lesquels ont été prises ces températures sont isolés de l'ensemble des couloirs des catacombes, lesquels au surplus, dans cette partie, ne se sont pas modifiés au cours des siècles précédents. A la surface du sol, dans le voisinage de l'aplomb des souterrains envisagés, lequel se trouve dans la cour d'entrée de l'Observatoire, aucun changement ne s'est produit depuis 1671.

Par ailleurs, les observations météorologiques faites depuis plus de 100 ans, dans la région parisienne, montrent la constance, à la surface du sol, de la température moyenne de l'air; elle est d'ailleurs inférieure à 12°. Quant à la température en un point du sol, dans la profondeur, elle résulte des échanges de chaleur par conductibilité, d'une part à partir de la surface vers l'intérieur, d'autre part à partir des couches internes, profondes et chaudes, vers l'extérieur. La température à la surface, ou du moins sa moyenne, se montre constante pendant des siècles; il faut donc en conclure que les sources de

---

([3]) Un degré correspond à un déplacement de 5^{cm} du niveau de la colonne. Thermomètre construit par la maison Poulenc.

chaleur internes sont séculairement variables, ce qui peut être d'un enseignement précieux au point de vue de la Physique du Globe. Il serait d'un haut intérêt de poursuivre pendant de longues années et des siècles des observations de la température du sol à des profondeurs régulièrement espacées à partir de la surface. Si la température des couches profondes comportait des variations importantes et persistantes, leur action pourrait se faire sentir jusqu'au voisinage immédiat de la surface du sol et même dans la température moyenne de l'air à son contact; bien qu'en raison du brusque changement des coefficients de chaleur spécifique et de conductibilité et de l'apparition des effets de rayonnement, cette surface se présente, au point de vue thermique, comme une surface de discontinuité, ou tout au moins de transition rapide.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un Membre de la Section de Chimie, en remplacement de M. *Auguste Béhal*, décédé.

Le nombre des votants étant 42,

M. Pierre Jolibois	obtient.............	25 suffrages
M. Charles Dufraisse	»	11 »
Mme Pauline Ramart	»	4 »
M. Gustave Vavon	»	1 »

Il y a 1 bulletin nul.

M. **Pierre Jolibois**, ayant réuni la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Chef de l'État.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un Membre de la Section d'Anatomie et Zoologie, en remplacement de M. *Louis Bouvier*, décédé.

Le nombre des votants étant 42, le scrutin donne les résultats suivants :

	Nombre de suffrages.	
	1er tour.	2e tour.
M. Robert Courrier.....................	18	30
M. Christian Champy....................	15	11
M. René Jeannel........................	9	1

M. **Robert Courrier**, ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Chef de l'État.

CORRESPONDANCE.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur quelques propriétés ergodiques de certaines fonctions aléatoires.* Note de M. **André Blanc-Lapierre**.

I. *Introduction.* — Dans une Note précédente, à laquelle je renvoie pour les notations ([1]), j'ai montré que les fluctuations dans les amplificateurs, causées par la structure électronique de l'électricité, introduisaient une certaine fonction aléatoire stationnaire $x(t)$. Je me propose d'étudier ici certaines conséquences de ce caractère stationnaire.

$y=f(x)$ étant une fonction pour l'instant indéterminée, j'appellerai *moyenne temporelle* de $f[x(t)]$ sur l'intervalle OT pour une épreuve E_1 bien déterminée, l'expression

$$\xi[f, T]=\frac{1}{T}\int_0^T f[x(t)]\,dt. \tag{3}$$

C'est une variable aléatoire.

Je vais préciser les propriétés de certaines moyennes temporelles.

II. *Étude de certaines moyennes temporelles.* — *a.* Dans ce paragraphe, $y(x)$ représente l'une des trois fonctions

$$y=x^p;\qquad y=|x|^p;\qquad y=\cos[ux+\varphi],$$

où p est un entier positif et où u et φ sont des paramètres réels.

Posons $\xi'=\xi-\overline{\xi}$ et $F(t)=f[x(t)]-\overline{f[x(t)]}$ et, d'autre part, désignons par A l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty}\overline{F(0)F(t)}\,dt$ (dont l'existence est assurée).

Théorème 5. — *Lorsque* T *tend vers l'infini, les expressions* $T\overline{\xi'^2}$ *et* $T^2\overline{\xi'^4}$ *tendent respectivement vers* A *et* $3A^2$.

On en déduit le théorème suivant :

Théorème 6. — *Lorsque* T *tend vers l'infini,* $\xi[f, T]$ *converge de façon presque certaine vers* $\overline{f(t)}$.

La démonstration utilise un critère classique de convergence presque certaine ([2]) et le résultat du théorème 5.

L'énoncé du théorème 6 diffère de celui que l'on pourrait déduire de l'ensemble des théorèmes de Khintchine ([3]) et de Slutsky ([4]), car ces derniers

---

([1]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 924.

([2]) Voir M. Fréchet, *Recherches théoriques modernes sur la théorie des probabilités*, I, p. 238.

([3]) *Math. Annalen*, **109**, 1934, pp. 604-615.

([4]) *Colloque consacré à la théorie des probabilités*, Genève, 1937; *Act. Scient.*, n° **738**, p. 33, Paris.

ne conduisent qu'à une convergence en moyenne quadratique. La démonstration du théorème 6 ne fait pas appel au théorème ergodique de Birkhoff; d'ailleurs, au moins si l'on se rapporte à la démonstration qu'en a donnée M. Kolmogoroff [5], celui-ci fait intervenir des sommes du type $\frac{1}{n\delta}\sum_{p=0}^{p=n} x[p\delta]$, où δ est une durée positive et n un entier positif tendant vers l'infini. Au contraire $\xi[f, T]$ représente une intégrale et T tend vers l'infini de façon continue.

Considérons une épreuve déterminée E_1 et un intervalle OT. Soit $Q_{E_1,T,a,b}$ le quotient par T de la mesure de l'ensemble des instants t de l'intervalle OT pour lesquels on a $a \leqq x(t) \leqq b$.

On peut écrire

$$Q_{E_1,T,a,b} = \frac{1}{T}\int_0^T z[x(t)]\,dt, \tag{4}$$

où $z(x) = 0$ si $x < a$ ou $x > b$ et $z(x) = 1$ si $a \leqq x \leqq b$.

Théorème 7. — *Étant donnés une épreuve* E_1, *un certain intervalle de temps* OT *et deux constantes* a *et* b, $Q_{E_1,T,a,b}$ *converge presque sûrement, lorsque* T *tend vers l'infini, vers la valeur de la probabilité d'avoir à un instant quelconque* $a \leqq x \geqq b$ [6].

III. *Tendance de la variable aléatoire* $\frac{1}{T}\int_0^T x^p(t)\,dt$ *vers une loi de Laplace.* — Posons $C = \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{[x^p(t) - \overline{x^p}][x^p(0) - \overline{x^p}]}\,dt$ et supposons $C \neq 0$.

Théorème 8. — *La variable aléatoire*

$$\Theta' = \frac{1}{\sqrt{C}}\frac{1}{\sqrt{T}}\int_0^T [x^p(t) - \overline{x^p(t)}]\,dt \tag{5}$$

a une fonction de répartition qui, lorsque T *tend vers l'infini, converge vers la fonction de répartition d'une loi de Laplace d'écart type égal à l'unité.*

---

[5] *Société mathématique*, Moscou, 44, 1937, p. 367.

[6] Dans cette Note, ainsi que dans la Note précédente, une épreuve E_1 représente une répartition des chocs électroniques de $t = -\infty$ à $t = +\infty$. On peut considérer que l'épreuve E_1 est, elle-même, constituée par la réunion d'une infinité d'épreuves $e_{1,t}$, chacune d'elles étant liée à un instant t d'observation, instant où l'on note la valeur de $x(t)$ sur l'épreuve E_1. Sur E_1, on peut considérer l'ensemble des épreuves e_1 correspondant à $0 \leqq t \leqq T$, et, sur cette catégorie d'épreuves, on peut définir la probabilité de voir la condition $a \leqq x(t) \leqq b$ réalisée. Cette probabilité n'est autre que $Q_{E_1,T,a,b}$. C'est une définition de la probabilité qui peut être commode au point de vue physique. Le théorème 7 montre que, si T est très grand, cette définition est physiquement équivalente, quelle que soit E_1, à celle qui a été considérée jusqu'ici.

ANALYSE DIMENSIONNELLE. — *Le système électromagnétique d'unités est incohérent.* Note de M. **Jean Villey**, présentée par M. Charles Fabry.

Puisque les lois physiques ont une signification absolue, il doit être possible de constituer un système d'unités capable de les exprimer par des équations *invariantes*, c'est-à-dire qui ne seront pas altérées par un changement de grandeur des unités fondamentales : nous dirons qu'un tel système est *cohérent*.

Si l'on est amené à écrire une loi sous forme d'une équation qui ne soit pas invariante, on a le choix entre deux conclusions : ou bien cette loi est inadmissible et résulte d'une erreur, ou bien le système d'unités utilisé n'est pas cohérent.

Même si l'on n'a pas la certitude d'y arriver, on doit évidemment, dans la définition des unités dérivées, s'efforcer de constituer un système d'unités cohérent.

Une condition nécessaire pour cela, c'est de n'oublier, dans l'équation de définition de chacune des unités dérivées, aucune des grandeurs physiques mesurables qui interviennent dans la loi expérimentale sur laquelle on base cette définition.

Cette condition paraît remplie par l'équation de Coulomb

$$f = \mathrm{A} . \frac{q_1 q_2}{r^2} \tag{1}$$

qui définit la charge électrique q comme point de départ du système électrostatique d'unités. Le champ de Coulomb est en effet un champ statique : il apparaît tout à fait logique que la force soit déterminée par les deux charges q_1 et q_2, la distance r qui les sépare, et une certaine qualité de l'espace vide que nous caractérisons par le coefficient arbitraire A. Toutes les observations expérimentales nous conduisent à considérer cette qualité de l'espace vide comme une caractéristique absolue, et non comme une grandeur variable qui serait susceptible de mesures altérables par un changement de grandeur des unités fondamentales. Alors A doit être considéré comme la constante de l'équation invariante $(fr^2/q_1 q_2) = \text{const.}$, et l'invariance du premier membre exige, pour la charge électrique q, les dimensions

$$[q] = [\mathrm{L}]^{1,5}[\mathrm{M}]^{0,5}[\mathrm{T}]^{-1} \tag{2}$$

que lui attribue le système électrostatique.

On croit faire des conventions exactement parallèles, et qui seraient alors tout aussi légitimes, quand on constitue le système électromagnétique et qu'on aboutit aux dimensions

$$[q] = [\mathrm{L}]^{0,5}[\mathrm{M}]^{0,5}[\mathrm{T}]^{0}. \tag{3}$$

Ce parallélisme semble évident sur l'équation des forces magnétiques obtenue en remplaçant dans l'équation (1) les charges électriques q par les masses magnétiques m. Mais les masses magnétiques sont des grandeurs fictives, et les soi-disant forces magnétiques sont seulement les résultantes de forces électromagnétiques élémentaires.

La force électromagnétique est une force que deux charges électriques q_1 et q_2 exercent l'une sur l'autre *du fait qu'elles sont en mouvement*. La loi expérimentale de Biot et Savart conduit à l'écrire sous la forme

$$f = \mathrm{B}' . \frac{q_1 \mathrm{V}_1 q_2 \mathrm{V}_2}{r^2} \tag{4}$$

qui fait apparaître un oubli évident. Liée au mouvement des charges, elle doit tenir compte de positions antérieures de celles-ci, qui dépendent non seulement de leurs vitesses V_1 et V_2, mais aussi du délai de propagation $r/\mathcal{V}$ des perturbations électromagnétiques. Il est donc logiquement indispensable d'introduire, dans l'expression de la loi, la vitesse $\mathcal{V}$ de la lumière, et l'on est ainsi conduit à corriger cette expression sous la forme

$$f = \mathrm{B} . \frac{q_1 \mathrm{V}_1 q_2 \mathrm{V}_2}{r^2} \mathcal{V}^t . \tag{5}$$

C'est B et non B′ qui se présente ainsi comme une caractéristique spécifique absolue du vide.

On constate très facilement que les conditions d'invariance de la combinaison $(f . r^2 / q_1 q_2 \mathrm{V}_1 \mathrm{V}_2 \mathcal{V}^t)$ sont satisfaites par les dimensions (2) que le système électrostatique attribue à $[q]$, à condition de prendre $t = -2$. La loi correcte des forces électromagnétiques devient alors

$$f = \mathrm{B} . \frac{q_1 \mathrm{V}_1 q_2 \mathrm{V}_2}{r^2 \mathcal{V}^2} \quad \text{ou} \quad = \mathrm{B} . \frac{i_1 l_1 i_2 l_2}{r^2 \mathcal{V}^2} . \tag{5'}$$

Au contraire les dimensions (3), auxquelles conduit l'expression incorrecte (4) de la force électromagnétique élémentaire, ne permettent pas de traduire la loi de Coulomb (1) par une équation invariante.

Nous devons donc conclure que le système électromagnétique est incohérent, tandis que le système électrostatique paraît, jusqu'à plus ample informé, être cohérent.

Toutefois, pour qu'il le reste, il ne faudra pas, dans l'équation $f = \mathrm{C}(mm'/r^2)$ des forces de gravitation, considérer la qualité gravitationnelle C de l'espace vide comme une caractéristique invariable au même titre que les qualités électromagnétiques A et B. Nous retrouvons là le point de vue de la Théorie de la Relativité, pour qui la gravitation manifeste une altération locale des propriétés de l'espace : C apparaît alors comme une grandeur variable, susceptible de mesures altérables par un changement de grandeur des unités fondamentales.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur un problème de propagation et de diffraction d'ondes électromagnétiques, à la surface de séparation de deux milieux.* Note de M. **Louis Robin**, présentée par M. Henri Villat.

J'utilise les notations d'une Note précédente [1], plus celles indiquées ci-après. Il s'agit de l'étude du même problème, au moyen des équations de Maxwell.

L'espace est rempli par deux milieux 1 et 2, séparés par le plan $x = 0$. Chaque milieu possède constante diélectrique ε, perméabilité magnétique μ et conductibilité électrique $\sigma/4\pi$; c est la vitesse de la lumière [2].

Les inconnues sont les vecteurs champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$, qui vérifient les équations de Maxwell et les conditions de continuité qui en découlent, à la traversée du plan diffractant $x = 0$. Je me donne les valeurs initiales des champs, ce qui équivaut aux données de Cauchy. Ces valeurs initiales sont d'abord telles que $\operatorname{div} \vec{E}(x, y, z, 0) = 0$; je montre ensuite qu'on peut supprimer cette condition.

Je prends deux inconnues auxiliaires $f(y, z, t)$, $g(y, z, t)$, composantes, suivant Oy et Oz, de $\vec{E}$, dans le plan $x = 0$.

La résolution de problèmes hyperboliques mixtes, de types Dirichlet ou Neumann, donne $\vec{E}$ et $\vec{H}$ dans tout l'espace-temps. Les conditions de passage, pour $x = 0$, fournissent deux équations intégro-différentielles en f et g, dont on déduit une équation auxiliaire ne renfermant que l'inconnue auxiliaire $F(y, z, t) = -(\partial f/\partial y) - (\partial g/\partial z)$

$$\text{(1)} \qquad \frac{1}{\mu_1}\{\mathcal{J}_1[F] + \mathcal{D}_1[F]\} + \frac{1}{\mu_2}\{\mathcal{J}_2[F] + \mathcal{D}_2[F]\} = \mathcal{C}(y, z, t).$$

$\mathcal{C}(y, z, t)$ est connue. $\mathcal{D}_1$ et $\mathcal{D}_2$ ont été définis dans ma Note précitée; $\mathcal{J}_1$ et $\mathcal{J}_2$ le sont par la formule suivante, d'après les notations de celle-ci

$$\mathcal{J}[F] = \frac{1}{2\pi} \iiint_{\Gamma_{yzt}} \frac{e^{-ar}}{r} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial \zeta^2} \right) \partial\eta\, \partial\zeta\, \partial\tau$$
$$+ \frac{a^2 V}{4\pi} \int_0^t d\tau \iiint_{\Gamma_{yz\tau}} e^{-\alpha V(\tau-\theta)} j'\left[a^2 \frac{V^2(\tau-\theta)^2 - r^2}{4} \right] \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial \zeta^2} \right) d\eta\, d\zeta\, d\theta.$$

---

(1) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 135.

(2) Ce problème a été traité par M. Delsarte, dans le cas de milieux non conducteurs (*Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1026; *Annales Scient. de l'École Normale Sup.*, 1936, pp. 223 à 273).

L'équation (1) est ramenée à un problème de Cauchy, relatif à l'équation

$$(2)\quad c^2\left[(\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2)\frac{\partial^2}{\partial t^2}+2(\varepsilon_1\sigma_1-\varepsilon_2\sigma_2)\frac{\partial}{\partial t}+\sigma_1^2-\sigma_2^2\right]\left(\frac{\partial^2 F_1}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 F_1}{\partial z^2}\right)$$
$$-\left\{\varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1\mu_2-\varepsilon_2\mu_1)\frac{\partial^3}{\partial t^3}-[\varepsilon_2^2\mu_1\sigma_1-\varepsilon_1^2\mu_2\sigma_2-2\varepsilon_1\varepsilon_2(\mu_2\sigma_1-\mu_1\sigma_2)]\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right.$$
$$\left.+[\varepsilon_2\mu_2\sigma_1^2-\varepsilon_1\mu_1\tau_2^2+2(\varepsilon_1\mu_2-\varepsilon_2\mu_1)\sigma_1\sigma_2]\frac{\partial}{\partial t}+(\mu_2\sigma_1-\mu_1\sigma_2)\sigma_1\sigma_2\right\}\frac{\partial F_1}{\partial t}=\mathcal{C}_1(y,z,t),$$

où $\mathcal{C}_1$ est connue et $F_1(y, z, t)=\int_0^t\frac{(t-\tau)^3}{3!}F(y, z, \tau)\,d\tau$.

L'équation (2) est transformée en équation intégro-différentielle

$$(3)\quad \frac{\partial^2 F_1}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 F_1}{\partial z^2}-a\frac{\partial^2 F_1}{\partial t^2}+b\frac{\partial F_1}{\partial t}+cF_1=\Phi(y,z,t)+\int_0^t[Ae^{\alpha(t-\tau)}+Be^{\beta(t-\tau)}]F_1(y,z,\tau)\,d\tau,$$

avec des conditions initiales de Cauchy. Φ est connue et les coefficients a, b, c, A, B, α et β sont des constantes.

Pour $a>0$, c'est-à-dire $(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\varepsilon_1\mu_2-\varepsilon_2\mu_1)>0$, ce problème de Cauchy a une solution et une seule.

Pour $a<0$, il n'y a pas de solution, si $\Phi(y, z, t)$ n'est pas analytique, par rapport à y et à z.

F étant connue, f, et g sont obtenus par la résolution de problèmes de Cauchy, relatifs à des équations aux dérivées partielles, linéaires, du second ordre.

Finalement, le problème de diffraction posé a une solution et une seule pour

$$(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\mu_1-\mu_2)<0 \quad \text{et pour} \quad \mu_1-\mu_2=0.$$

Il est, au contraire, en général, impossible pour

$$(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\mu_1-\mu_2)>0.$$

Les conductibilités n'interviennent que pour la discussion des cas particuliers limites, $\varepsilon_1-\varepsilon_2=0$ et $\varepsilon_1\mu_2-\varepsilon_2\mu_1=0$.

ACOUSTIQUE. — *Un nouveau procédé ionique de mesure des courants gazeux et son application à l'étude des infrasons.* Note de M. **Marcel Pauthenier**, Mlle **Simone Doumerg** et M. **Lucien Demon**, présentée par M. Aimé Cotton.

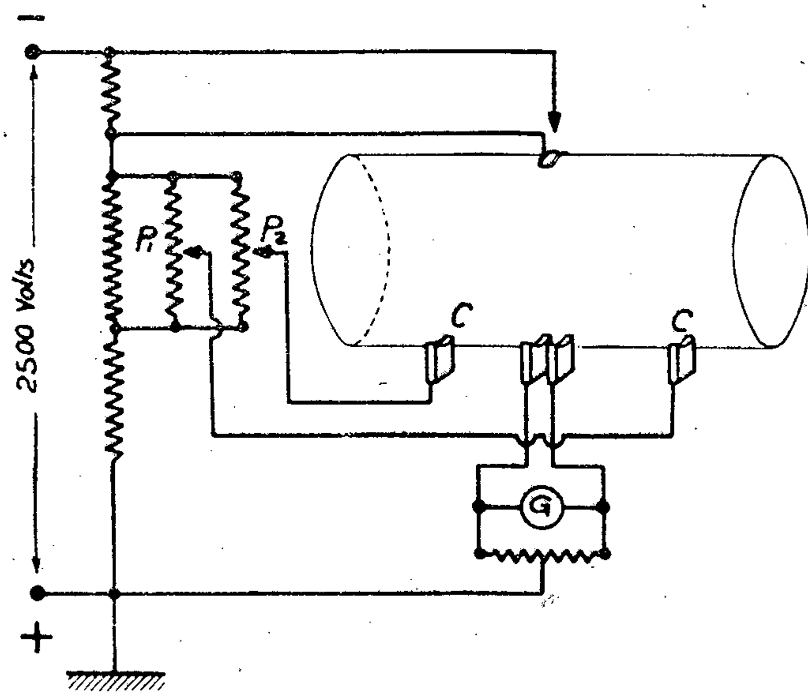
1. En partant du procédé d'évaluation du débit des courants gazeux très lents, par mesure du déplacement d'un faisceau d'ions entraîné par le courant gazeux, de M. Pauthenier, E. Brun et L. Demon [1], nous avons réalisé un autre appareil où la partie mécanique qui servait à la mesure du déplacement a été supprimée. La mesure est encore basée sur une méthode de zéro;

---

(1) *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 929.

elle consiste à ramener le faisceau dévié par le courant gazeux, à sa position initiale, au moyen d'un champ électrique antagoniste. Ce champ est produit par deux électrodes latérales portées à des potentiels convenables et placées en dehors du courant gazeux. La vitesse est déduite des potentiels des électrodes.

2. Le faisceau ionique est produit comme dans l'appareil de M. Pauthenier, E. Brun et L. Demon. Les plaques détectrices, logées dans une cage de garde, sont fixées à demeure face à la fente; l'électrode de garde, qui s'appuyait sur la paroi et qui était solidaire de la cage de garde, est supprimée, ainsi que les deux électrodes latérales *l*. Les électrodes de compensation C (figure), situées de part et d'autre des plaques, sont encastrées dans la



paroi. La pellicule conductrice relie entre eux la cage de garde des plaques, le diaphragme et les électrodes de compensation : les potentiels de la surface intérieure de l'appareil sont ainsi parfaitement définis. Portées à des potentiels convenables, les électrodes de compensation permettent en outre de réduire la divergence du faisceau et d'augmenter ainsi la sensibilité de l'appareil. Elles sont connectées à deux potentiomètres P_1 et P_2. Le potentiomètre P_1 est destiné à la remise au zéro; le potentiomètre P_2 est étalonné en vitesses de courant gazeux, de telle façon que le curseur se trouve au milieu lorsque l'index est au zéro; la mesure peut ainsi se faire quel que soit le sens du courant gazeux.

La mise au point est facile : l'index de P_1 étant au zéro et aucun courant gazeux ne circulant dans la conduite, on manœuvre P_2 pour annuler le courant dans le galvanomètre. Lorsque le courant gazeux est envoyé, on annule le courant dans le galvanomètre, en agissant sur le potentiomètre P_2. L'index indique alors la vitesse du courant. L'erreur absolue dans la mesure est à peine de quelques millimètres par seconde.

3. La sensibilité de l'appareil aux faibles vitesses permet de l'utiliser dans la détection des infrasons ([2]), en adaptant l'appareil à un tube en communication

([2]) E. Esclangon, *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 181.

avec une chambre étanche et non déformable. Si la pression extérieure vient à changer brusquement, par exemple par l'ouverture d'une porte ou par la déflagration produite par un coup de canon, la différence de pression existant momentanément entre l'extérieur et la chambre crée un courant gazeux qui est mis en évidence par l'appareil et qui peut être enregistré.

L'appareil, qui a 12^{mm} de diamètre, a donné d'excellents résultats avec une chambre d'une centaine de litres. En vue de diminuer l'encombrement de la chambre, il y aurait intérêt, pour garder la même sensibilité, à diminuer le diamètre de l'appareil, ce qui ne présenterait pas de difficulté.

ÉLECTRONIQUE. — *Obturateur pour faisceau d'électrons.* Note de M. **Pierre Selme**, présentée par M. Bernard Lyot.

Pour l'étude de l'action photographique des électrons ou la photométrie des diagrammes de diffraction électronique, il est nécessaire d'établir brusquement un faisceau d'électrons pour une durée déterminée avec précision, et pouvant varier d'une manière continue dans un large domaine.

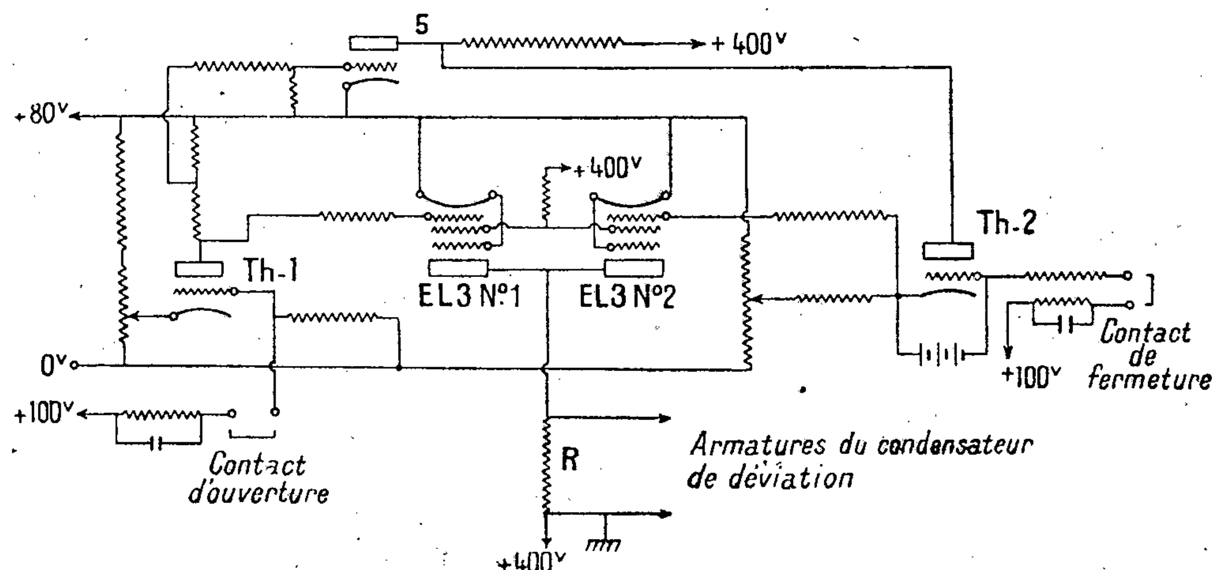
L'obturation du faisceau est obtenue en le déviant à l'intérieur d'un canaliseur au moyen d'un champ électrique. Cette solution a déjà été adoptée par M. Rouault [1], qui obtenait la suppression du champ au moyen d'un contact commandé par un mécanisme d'obturateur photographique.

Nous avons cherché une solution permettant de connaître avec plus de précision le temps pendant lequel le champ est nul et telle que la période d'établissement et de suppression soit négligeable vis-à-vis du plus court temps de pose. Voici le principe du montage que nous avons adopté [2]. La tension de déviation est prise aux bornes d'une résistance R de 10000 ω traversée par le courant anodique (30 mA) de deux pentodes (EL-3) à grande pente fonctionnant successivement. La grille de chacune d'elles est polarisée au moyen d'un pont comprenant un thyratron dont la grille est attaquée par des impulsions de fréquence déterminée, identique pour les deux, mais déphasées entre elles d'un angle α. Au repos, la première pentode débite 30 mA et la seconde est bloquée, sa grille étant fortement négative. Le premier thyratron (Th 1) n'est pas encore amorcé et le second n'a pas de tension anodique, car un cinquième tube (5), placé dans le pont sur lequel est prise cette tension, provoque, par son courant plaque, une chute ohmique qui la rend trop faible, assurant ainsi le verrouillage du deuxième thyratron. La première impulsion arrivant sur la grille du premier provoque son amorçage, modifiant ainsi la répartition des potentiels dans le circuit grille de la première pentode qui, par suite, se trouve bloquée, ainsi que le cinquième tube dont l'effet est d'appliquer la tension

(1) *Thèse*, n° 1903. Paris, 1939, p. 35.

(2) Ce montage a été étudié et réalisé avec le concours de M. Chezlemas.

anodique au second thyratron permettant son amorçage à l'arrivée de la première impulsion diphasée de α qui suit immédiatement. La grille de la deuxième



pentode devient légèrement positive, ce qui rétablit la tension de déviation. Un jeu de contacts permet de ramener le montage dans les conditions initiales pour la pose suivante, sans annuler la déviation à aucun moment.

Les impulsions sont envoyées au moyen d'un ensemble de deux disques entraînés par un moteur synchrone et portant chacun un contact dont la distance angulaire α peut être réglée par la position relative des deux disques.

Il est à noter que, pour l'établissement et la déviation du faisceau, c'est le même processus de phénomène qui entre en jeu, de telle sorte que seul l'intervalle de temps séparant le début des deux contacts importe.

Ainsi, avec des disques tournant à 50 t : s, les durées d'obturation peuvent aller de 10^{-4} avec une précision de 2,5 % à 1/50e de seconde, la précision atteignant 1 % dès 1/400 sec. Une démultiplication de 100 permet de couvrir l'intervalle 1/50 — 2 sec et par suite toutes les durées supérieures. Les mesures faites à l'oscillographe cathodique ont montré un bon accord avec la précision escomptée jusqu'à 1/1250. Les vitesses plus grandes n'ont pas encore été contrôlées.

Dans le montage réalisé, c'est l'armature positive qui a été mise au sol pour éviter toute influence du faisceau électronique. Le champ est suffisant pour que l'obturation d'un faisceau de 50keV et plus ait pu être obtenue avec la même précision. Il serait possible ([3]) de remplacer chaque thyratron par un jeu de deux tubes à vide se commandant mutuellement, ce qui permettrait d'accéder à des temps plus courts par l'utilisation d'un oscillateur à lampes donnant des signaux à front raide, de fréquence variable, le déphasage α étant en outre réglable avec toute la précision voulue. D'autre part l'amplitude de la tension de déviation pourrait être augmentée par l'emploi de tubes d'émission de même pente que les pentodes utilisées.

([3]) D'autres montages utilisant des signaux rectangulaires par oscillations de relaxation ont été essayés, mais n'ont pas donné de résultats satisfaisants.

OPTIQUE. — *Sur les propriétés optiques des couches minces d'aluminium et leur évolution dans l'air.* Note de M. **Nicolas Cabrera**, présentée par M. Albert Pérard.

1. Avec M. Terrien nous avons monté une installation pour évaporation des métaux. La pression, mesurée par un manomètre de Knudsen à fil de torsion de W, construit par nous et étalonné par rapport à une jauge de Mc Leod, était maintenue entre 10 et 50.10^{-6} mm/Hg. En vue d'obtenir des facteurs de réflexion et de transmission donnés d'avance, nous avons d'abord mesuré le facteur de réflexion côté verre (R_v) pendant l'évaporation et la rentrée d'air consécutive; ensuite nous avons suivi l'évolution des facteurs de réflexion côté air (R_a) et côté verre (R_v) et du facteur de transmission (T), au moyen de l'appareil construit par Terrien; on opérait en lumière verte ($\lambda = 0^{\mu},53$).

2. Sur la figure 1 sont représentés les résultats obtenus, avec R_a et R_v

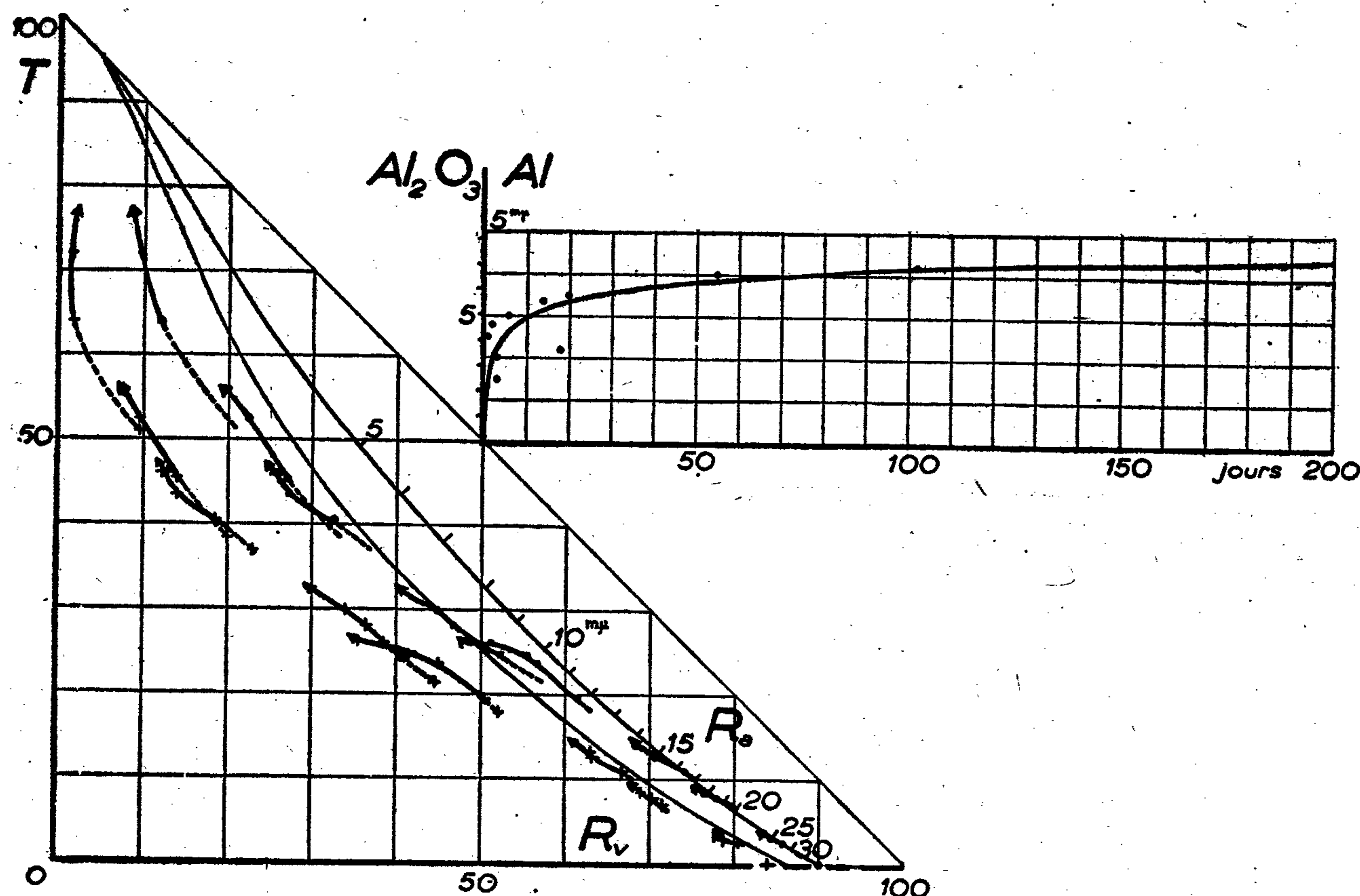


Fig. 1 et 2.

comme abscisses et T comme ordonnée, après correction des réflexions sur la face nue du support en verre ($n = 1,53$). Chaque branche de courbe terminée par une flèche correspond à l'évolution d'un échantillon pendant un mois. La partie initiale en pointillé représente cette évolution dans la cloche pendant les 10 premières minutes; elle continue ensuite de plus en plus lentement, sans s'arrêter jamais. Chaque branche est d'autant plus courte que la couche est plus épaisse; le facteur de réflexion d'une couche opaque est invariable.

On peut interpréter ces résultats en admettant la formation d'une couche

transparente d'alumine aux dépens de la couche d'aluminium, celle-ci devenant plus mince, donc plus transparente. D'ailleurs le calcul montre que les propriétés optiques d'une couche de Al d'épaisseur donnée ne varient pratiquement pas si on lui superpose une couche non absorbante de Al^2O^3 ($n = 1,76$), surtout lorsque la couche de Al est épaisse. Donc toutes les flèches doivent suivre pendant leur évolution une même courbe moyenne correspondant au Al pur; c'est ce que l'on voit en effet sur la figure 1.

3. On peut essayer de comparer ces résultats aux valeurs théoriques de T, R_a et R_ρ pour une couche homogène d'épaisseur variable, ayant pour constantes optiques $n = \nu - i\varkappa$. En cherchant les constantes ν et $\varkappa$ de façon à représenter le mieux possible la partie relative aux couches épaisses, nous avons obtenu les courbes en traits pleins pour $\nu = 0,72$ et $\varkappa = 5,1$; les épaisseurs correspondantes sont aussi notées en mμ. On ne doit pas s'étonner que l'accord ne soit pas bon pour les couches minces. D'abord nous supposons ν et $\varkappa$ indépendants de l'épaisseur, ce qui n'est certainement pas vrai; ensuite on sait qu'à la température ambiante et au-dessous d'une épaisseur limite les atomes métalliques ont tendance à s'agglomérer en formant des cristaux indépendants; c'est ce qui doit arriver, d'après la figure 1, au-dessous de $10^{m\mu}$. Quoi qu'il en soit, nous pouvons estimer l'épaisseur d'aluminium oxydé d'après la longueur des flèches des couches d'épaisseur supérieure à $10^{m\mu}$. La figure 2 donne cette épaisseur en fonction du temps. L'échelle à gauche de l'axe des ordonnées représente les épaisseurs correspondantes de l'oxyde. La couche d'oxyde atteint rapidement une épaisseur de $4^{m\mu}$ au bout de 5 jours, pour augmenter ensuite très lentement à raison de $0^{m\mu},5$ (une couche monoatomique) par mois.

4. Selon Mott (1) le mécanisme de l'oxydation de Al est commandé par le passage des électrons libres de la bande de conductibilité du métal à celle de l'oxyde, ce qui exige une énergie que Mott estime à 1 eV. Or, pour des épaisseurs d'oxyde très minces ($< 4^{m\mu}$), les électrons peuvent traverser cette barrière de potentiel par *effet tunnel* quantique; mais, pour des épaisseurs supérieures à $5^{m\mu}$, ils ne peuvent passer que par une émission thermionique, qui est très faible à la température ambiante, et qui conduit à des croissances de l'ordre d'une couche monoatomique par mois.

Pour augmenter l'épaisseur de la couche d'oxyde, il faut donc, d'un côté faire arriver des ions O^{--} sur la surface oxyde-vide, de l'autre neutraliser les électrons qui restent dans la surface oxyde-métal. Ceci pourrait être obtenu soit électrolytiquement, ce qui ne réussit pas très bien avec des couches minces, soit par une décharge dans une atmosphère raréfiée de O^2. Cette méthode permettrait : 1° d'obtenir rapidement des aluminures d'épaisseur donnée et pratiquement stables; 2° de leur donner une résistance mécanique plus grande que lorsqu'elles s'oxydent spontanément à l'air libre.

---

(1) *Trans. Farad. Soc.*, 35, 1939, p. 1175; 36, 1940, p. 472.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Les caractéristiques du noyau composé* $^5_3$Li *et la résonance mixte*. Note ([1]) de M. **Tsien San-Tsiang**, présentée par M. Frédéric Joliot.

1. Dans un travail antérieur sur la diffusion des particules α de Po par les noyaux $^1_1$H ([2]), nous avons mis en évidence six niveaux virtuels du noyau composé $^5_3$Li entre 0,5 et 1,0 MeV et montré que les ondes partielles $s_{1/2}$ ($l=0$) et $p_{1/2}$ ($l=1$) de $^4_2$He interviennent simultanément dans la diffusion de résonance (*résonance mixte*). Un calcul par la méthode de Wenzel, donne, en tenant compte du spin 1/2 de $^1_1$H, l'expression suivante de la valeur maximum de ρ $\left[\frac{\text{Section efficace de la diffusion de résonance}}{\text{Section efficace suivant la loi de Rutherford}}\right]$ pour un niveau de $^5_3$Li correspondant à un moment cinétique total $J = 1/2$ ([3]) :

$$\rho = \left[\frac{h v_\alpha}{2\pi e^2}\right]^2 \left[1 + \cos\left(\mu_{\frac{1}{2}} - \nu_{\frac{1}{2}}\right) \sin^2 \eta_{\frac{1}{2}}\right] \left[1 + \cos\left(\mu_{\frac{1}{2}} - \nu_{\frac{1}{2}}\right) \sin^2 \eta_{\frac{1}{2}} \cos\theta_\alpha\right] \sin^4 \frac{\theta_\alpha}{2},$$

où v_α et θ_α sont la vitesse et l'angle de diffusion des particules α; $\mu_{1/2}$, $\nu_{1/2}$, $\eta_{1/2}$ sont les caractéristiques pour ce niveau $J = 1/2$ dont les limites des contributions des ondes partielles $s_{1/2}$ et $p_{1/2}$ sont déterminées par $\cos^2\eta$ et $\sin^2\eta$. La comparaison avec les résultats expérimentaux (*fig.* 1) montre que les

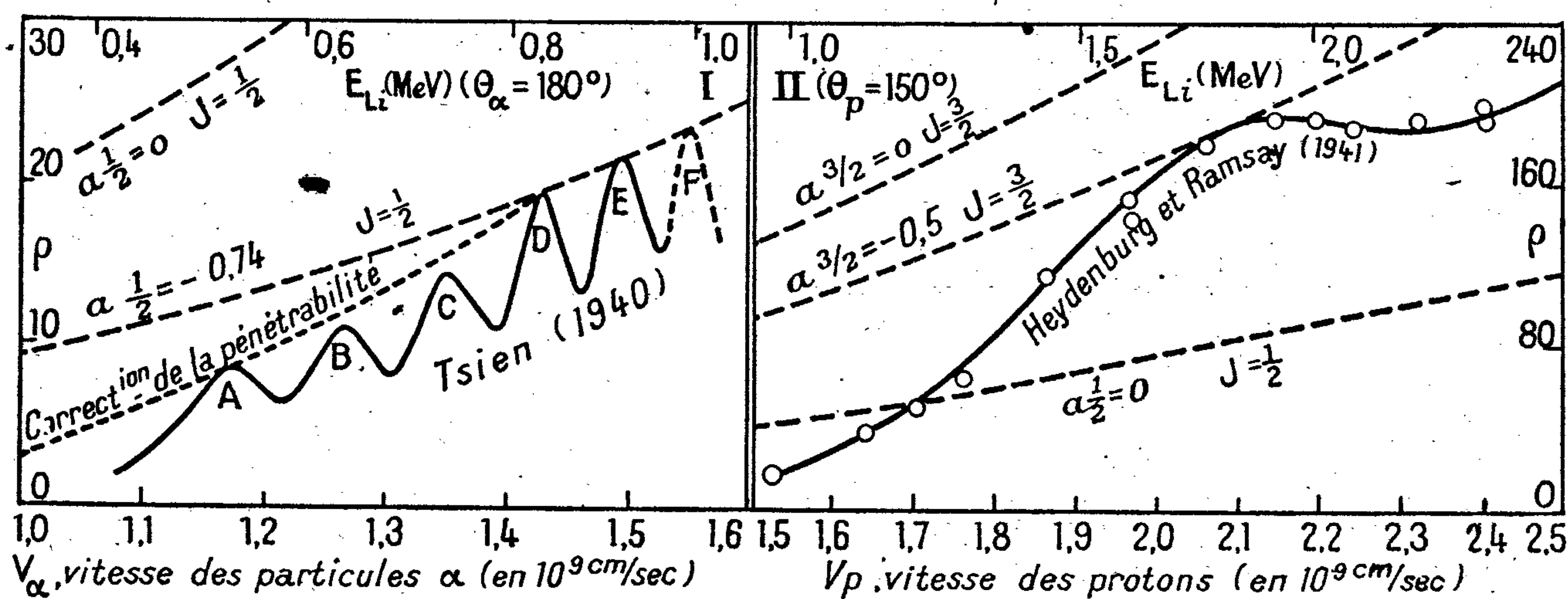


Fig. 1.

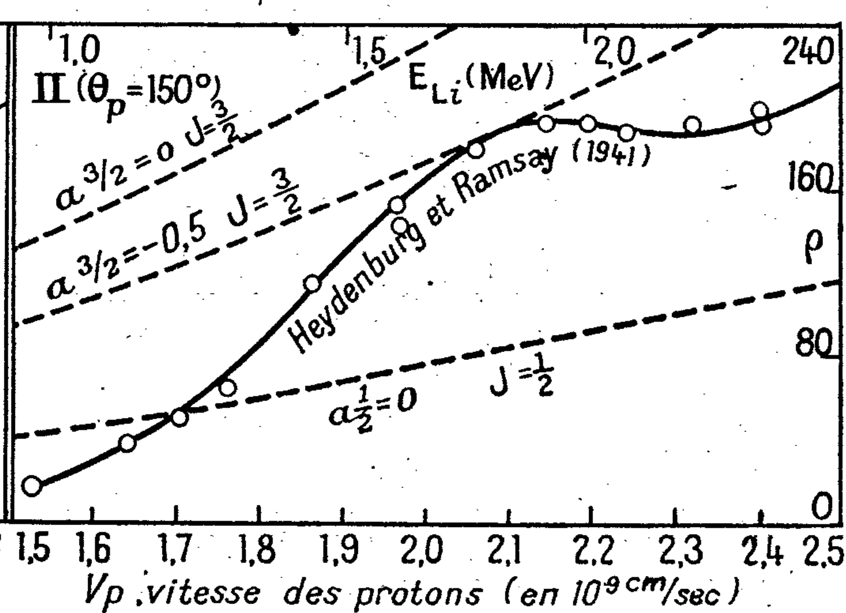


Fig. 2.

six niveaux correspondent tous à une valeur de $J = 1/2$ et que le paramètre $a_{1/2} = \cos(\mu_{1/2} - \nu_{1/2}) \sin^2\eta_{1/2}$ est égal à $-0,74$ pour les niveaux F, E, D et diminue lentement pour C, B, A. La valeur de $a_{1/2}$ ci-dessus nous permet de trouver les limites suivantes des contributions relatives des ondes $s_{1/2}$ et $p_{1/2}$:

$$s_{\frac{1}{2}} \ldots\ldots\ 0,17 < \cos^2\eta_{\frac{1}{2}} < 0,83; \qquad p_{\frac{1}{2}} \ldots\ldots\ 0,83 > \sin^2\eta_{\frac{1}{2}} > 0,17.$$

([1]) Séance du 3 avril 1944.

([2]) Tsien San-Tsiang, *Journ. Phys. et Rad.*, **1**, 1940, pp. 1 et 103.

([3]) G. Beck et Tsien San-Tsiang, *Phys. Rev.*, **61**, 1942, March; *Cahiers de Phys.*, **8**, 1942, p. 19; P. Wenzel, *Zeits. Physik*, **90**, 1934, p. 754.

Si l'on prend maintenant l'énergie du niveau D (0,83 MeV) *comme sommet de la barrière du potentiel entre* $^4_2$He *et* $^1_1$H, *la correction de la courbe* ($a_{1/2} = -0,74$) *par la pénétrabilité de Gamow* ([4]) *donnera la courbe pointillée* (*fig.* 1), *coïncidant bien avec les maxima expérimentaux* A, B, C. *Ceci conduira en même temps à une distance d'approche critique de* $3,6.10^{-13}$ cm *entre* $^4_2$He *et* $^1_1$H, *valeur en bon accord avec les idées courantes sur les dimensions et les forces nucléaires, au lieu de* $8,0.10^{-13}$ cm, *déduite précédemment* ([2]).

L'accord entre la variation angulaire de la section efficace expérimentale et celle déduite théoriquement avec le paramètre $a_{1/2} = -0,74$ (correction de la pénétrabilité pour les niveaux A, B, C) est satisfaisant.

2. Récemment Heydenburg et Ramsay ([5]) ont étudié la diffusion des protons de 1 à 3 MeV par l'hélium et obtenu un niveau très large de $^5_3$Li vers $E_{Li} = 1,7$ MeV, leurs points expérimentaux sont trop espacés pour permettre d'indiquer s'il y a une structure fine. Le maximum valeur de ρ déduite du niveau $J = 1/2$ ne suffit pas pour expliquer les données expérimentales.

En suivant la même idée directrice de *résonance mixte*, nous considérons maintenant un niveau virtuel de $J = 3/2$ ($l = 1$ et $l = 2$) et la valeur maximum de ρ de la diffusion de résonance sera donnée par

$$\rho = \left[\frac{hv_p}{2\pi e^2}\right]^2 \left[1 + \cos\left(\mu_{\frac{3}{2}} - \nu_{\frac{3}{2}}\right)\sin^2\eta_{\frac{3}{2}}\right]$$
$$\times \left[1 + 3\cos^2\theta_p + \cos\left(\mu_{\frac{3}{2}} - \nu_{\frac{3}{2}}\right)\sin^2\eta_{\frac{3}{2}}(9\cos^2\theta_p - 5)\cos\theta_p\right]\sin^4\frac{\theta_p}{2} \quad ([6]),$$

où v_p et θ_p sont la vitesse et l'angle de diffusion des protons et $\mu_{3/2}$, $\nu_{3/2}$, $\eta_{3/2}$ sont les caractéristiques du niveau $J = 3/2$. La comparaison avec l'expérience (*fig.* 2) montre que *ce niveau correspond à* $J = 3/2$, et le paramètre

$$a_{\frac{3}{2}} = \cos\left(\mu_{\frac{3}{2}} - \nu_{\frac{3}{2}}\right)\sin^2\eta_{\frac{3}{2}} = -0,5$$

indique les limites suivantes des contributions des ondes partielles $p_{3/2}(l = 1)$ et $d_{3/2}(l = 2)$:

$$p_{\frac{3}{2}} \ldots\ldots\ldots \quad 0,07 < \cos^2\eta_{\frac{3}{2}} < 0,93; \qquad d_{\frac{3}{2}} \ldots\ldots\ldots \quad 0,93 > \sin^2\eta_{\frac{3}{2}} > 0,07.$$

La distribution angulaire de la section efficace expérimentale coïncide moins bien avec la courbe théorique (pour les petits angles θ_p) que dans le cas des niveaux $J = 1/2$, cela est dû probablement au fait que les points vers $E_{Li} = 1,7$ MeV ne sont pas exactement à la résonance.

3. Les limites des contributions des ondes partielles indiquées ci-dessus montrent que la résonance des niveaux nucléaires de $J = 1/2$ et $3/2$ de $^5_3$Li est

---

([4]) *Zeits. Physik*, 51, 1928, p. 204.
([5]) *Phys. Rev.*, 60, 1941, p. 42.
([6]) G. Beck, Communication privée.

entièrement différente de la résonance des niveaux atomiques dans lesquels on a généralement le paramètre $a = \cos(\mu - \nu)\sin^2\eta = 0$, correspondant à la résonance pure. Physiquement, cela se traduit par une grande probabilité du renversement du spin au cours des collisions nucléaires, conformément à l'idée courante de très fort couplage entre le spin et le moment orbital.

La résonance mixte, conséquence logique des conceptions actuelles sur les structures et les forces nucléaires, pourrait être un caractère général du noyau atomique. Elle indique que, dans un état nucléaire, le moment orbital ne serait plus une intégrale du mouvement comme dans un état atomique.

EFFET RAMAN. — *Sur le spectre Raman d'un monocristal de benzène.* Note de MM. **Alfred Kastler**, et **Alfred Fruhling**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'un de nous a réussi à obtenir de grosses plaques monocristallines transparentes de benzène pur par cristallisation très lente en présence d'un germe. En taillant la plaque monocristalline suivant ses lignes neutres, opération contrôlée au Norremberg, et en polissant les faces, on obtient un cristal parallélépipédique dont les arêtes coïncident avec les axes de l'ellipsoïde des indices. Le benzène cristallisant dans le système orthorhombique, ces axes sont aussi les axes cristallographiques *a*, *b*, *c*, que nous noterons 1, 2, 3. La structure de la maille de benzène est connue (1) : les plans des molécules C^6H^6 sont parallèles à l'axe cristallin 2 et font un angle de 40° avec l'axe 3.

Nous avons obtenu des spectres Raman pour trois orientations différentes du cristal. Soit OXYZ un trièdre fixe dans l'espace définissant les conditions d'éclairement et d'observation : OX, direction du faisceau incident; OY, direction du faisceau diffusé. Les axes 1, 2, 3 du cristal sont placés suivant X-Y-Z, dans l'ordre 1-3-2 par l'orientation A, 2-3-1 dans l'orientation B et 3-2-1 dans l'orientation C.

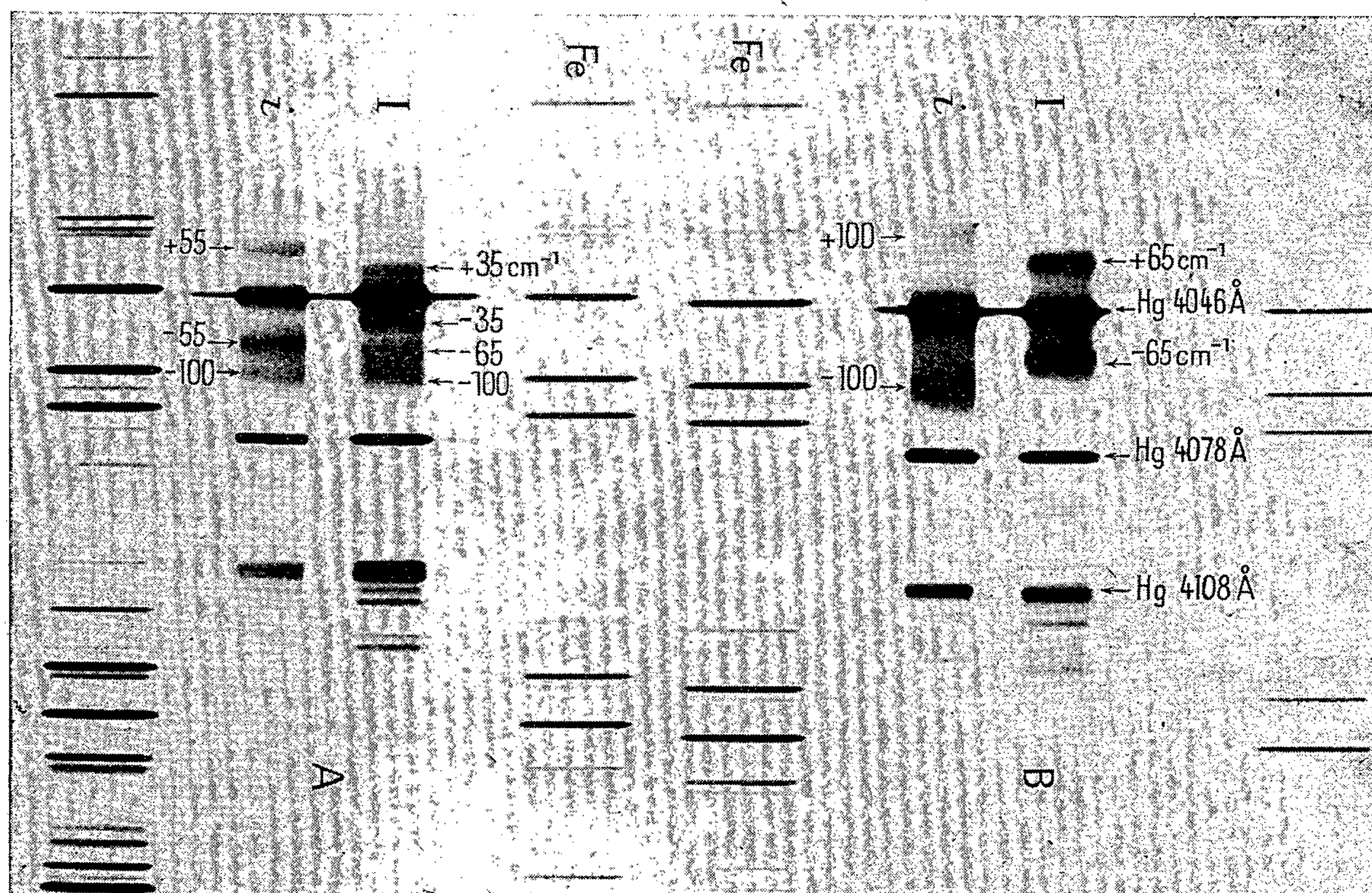
Cinq spectres ont été obtenus avec biréfringent sur le faisceau diffusé (une lame demi-onde devant la fente du spectrographe assurant un affaiblissement égal des deux images *i* et I par les prismes), dont deux en lumière incidente naturelle (orientations A et B) et trois en lumière incidente polarisée (champ électrique de la vibration incidente $E_z \parallel Oz$).

Résultats. — Nous avons pu repérer sur les clichés 32 raies provenant de diverses raies excitatrices et correspondant à 14 fréquences Raman distinctes qui sont 605, 789, 852, 991, 1174, 1404, 1487, 1585, 1601, 2950, 3045, 3062, 3160, 3180 cm^{-1}.

Ces raies, déjà toutes signalées pour le benzène liquide (2), ont, à la précision

(1) E. G. Cox, *Proc. Roy. Soc. London*, A, **135**, 1932, p. 491.
(2) Grassmann et Weiler, *Zeits. für Physik*, **86**, 1933, p. 321.

de nos mesures près (5 cm⁻¹), la même fréquence que dans le liquide. Quant aux raies de faibles fréquences, absentes dans le liquide, et signalées par



Raies Raman de faible fréquence du benzène-cristal, au voisinage de la raie excitatrice Hg 4046 Å. Orientation A et B du cristal, excitation en lumière naturelle. Spectres de référence : arc au fer.

E. Gross et M. Vuks ([3]) en 1935 dans les cristaux aromatiques, nous pouvons ajouter aux raies 65 et 100 cm⁻¹, déjà signalées par les auteurs russes, les raies nouvelles 35 et 55 cm⁻¹.

Mesures des facteurs de dépolarisation. — Si l'on tient compte du fait que le cristal de benzène est presque uniaxe, ayant des propriétés peu différentes suivant les axes 1 et 3, les évaluations du facteur de dépolarisation p pour les trois orientations étudiées suffisent pour indiquer pour chaque raie la forme de leur tenseur d'intensité.

1° Les tenseurs d'intensité des raies 991 et 3062 cm⁻¹ correspondent bien à des vibrations totalesymétriques. Pour toutes les orientations, on trouve $\rho < 1$. On peut conclure que pour les deux raies les deux réfractivités principales varient ensemble dans le même sens : l'ellipsoïde de réfractivité se contracte simultanément dans toutes les directions.

2° Parmi les cinq raies dépolarisées les plus intenses, 605, 852, 1174, 1601 et 3048 cm⁻¹, qui correspondent à des oscillations dégénérées de la molécule, on sait ([4]) que quatre d'entre elles doivent correspondre à des oscillations

---

([3]) *Journal de Physique*, 7, 1936, p. 113.

([4]) K. W. F. Kohlrausch, *Der Smekal-Raman-Effeckt*, 1938, Ergänzungsband, pp. 160-161.

planes et l'une d'elles, que Kohlrausch suppose être 852 cm⁻¹, à une oscillation gauche de la molécule. L'examen de nos clichés montre que, pour toutes les orientations du cristal, les quatre raies 605, 1174, 1601 et 3048 cm^{-1} sont toujours polarisées d'une manière analogue, alors que la raie 852 cm^{-1} se comporte de façon tout à fait différente. Elle est nettement polarisée en sens inverse des autres, dans le cas de l'orientation B. Son tenseur d'intensité correspond à un pivotement de l'ellipsoïde de réfractivité de la molécule autour d'un axe parallèle à l'axe cristallin 2, alors que le tenseur d'intensité des quatre autres raies correspond à une rotation de cet ellipsoïde autour de l'axe sénaire. C'est bien le résultat prévu pour une oscillation gauche (pivotement) et pour une oscillation plane (rotation). L'attribution de la raie 852 cm^{-1} à l'oscillation gauche de la molécule est ainsi confirmée.

3° Raies externes de faible fréquence. La raie 35 cm^{-1} a les caractères d'une raie totale symétrique ($I_{22}\neq 0$). Le doublet 55 et 65 cm^{-1} correspond à un pivotement autour de l'axe moléculaire parallèle à l'axe cristallin 2. La composante 55 cm^{-1} correspond au couplage symétrique $S_1 S_2 S_3$ (I_{11} et $I_{33}\neq 0$); la composante 65 cm^{-1} au couplage antisymétrique $A_1 S_2 A_3$ ($I_{13}\neq 0$) par rapport aux éléments de symétrie de la maille ([5]). La raie 100 cm^{-1} enfin a un tenseur d'intensité (I_{12} et $I_{23}\neq 0$), qui correspond à un pivotement de la molécule autour d'un axe normal à l'axe cristallin 2.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Le régime de l'ionisation à l'intérieur d'un nuage faiblement électrisé.* Note de M. **Philippe Pluvinage**, présentée par M. Charles Maurain.

Une gouttelette de rayon a ([1]), portant une charge égale à p fois la charge élémentaire ε et plongée dans une atmosphère où la densité des ions positifs est $\overline{n_1}$ et celle des ions négatifs $\overline{n_2}$, absorbe par seconde un nombre des premiers égal à $4\pi a D \overline{n_1}(p\eta/\exp p\eta - 1)$ et un nombre des seconds égal à $4\pi a D \overline{n_2}[p\eta/1 - \exp(-p\eta)]$ avec $\eta = \varepsilon K/Da$, K et D étant la mobilité et le coefficient de diffusion supposés les mêmes pour les ions des deux signes. La densité ionique moyenne a été calculée pour un nuage neutre. Dans ce cas $\overline{n_1} = \overline{n_2} = \overline{n_0} = q/(4\pi N D a)$, q étant le nombre de paires d'ions produites par centimètre cube et par seconde, N le nombre de gouttelettes par centimètre cube. Ce calcul s'étend au cas d'un nuage chargé, tant du moins que la charge des gouttelettes est assez faible ($\lesssim 100\varepsilon$), pour qu'on puisse négliger les actions mutuelles de deux gouttelettes voisines. Le bilan des causes de production et de

---

([5]) J. Cabannes, *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 625.

([1]) Voir, pour la notation, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 48.

disparition des ions (la recombinaison est négligeable) donne les relations

$$q = \frac{4\pi a D p\eta}{\exp p\eta - 1} N\overline{n_1} = \frac{4\pi a D p\eta}{1 - \exp(-p\eta)} N\overline{n_2};$$

d'où

$$\overline{n_1} = \overline{n_0}\,\frac{\exp p\eta - 1}{p\eta}, \qquad \overline{n_2} = \overline{n_0}\,\frac{1 - \exp(-p\eta)}{p\eta};$$

η étant petit, si p est de l'ordre de quelques unités,

$$\overline{n_1} = \overline{n_0}\left(1 + \frac{p\eta}{2}\right), \qquad \overline{n_2} = \overline{n_0}\left(1 - \frac{p\eta}{2}\right).$$

Les conductibilités positive et négative, proportionnelles à $\overline{n_1}$ et $\overline{n_2}$, sont différentes, mais la conductibilité totale reste, en première approximation, indépendante de p. L'effet est d'ailleurs assez faible. Par exemple pour $p = 10$, $\overline{n_1} = 1{,}06\,\overline{n_0}$, $\overline{n_2} = 0{,}94\,\overline{n_0}$. Plus intéressante est la comparaison des densités des charges spatiales portées dans le nuage par l'eau condensée d'une part, par l'air ambiant d'autre part. La première, égale à $Np\varepsilon$, est considérable par rapport à la seconde, qui vaut $(\overline{n_1} - \overline{n_2})\varepsilon = \overline{\eta_0}\,\eta p\varepsilon$. Avec les valeurs numériques $N = 1000\,(K/D) = 1{,}31 \cdot 10^4$ c.g.s.e.s. $a = 5\,\mu$, le rapport est de 1700. Ainsi se trouve justifié théoriquement le principe de la détermination de la charge moyenne des gouttelettes par la mesure de la charge totale d'un volume donné de nuage.

On peut faire aussi, dans un nuage chargé, le calcul de la répartition statistique des charges individuelles des gouttelettes autour de leur valeur moyenne $p\varepsilon$. On trouve que le rapport du nombre de gouttelettes de charge $(p + r)\varepsilon$ à celui des gouttelettes de charge $p\varepsilon$ est donné par l'expression

$$\frac{N_{p+r}}{N_p} = \frac{p\left\{\exp\left[p - \frac{r(r-1)}{2}\right]\eta - \exp\left[-\frac{r(r+1)}{2}\eta\right]\right\}}{(p+r)(\exp p\eta - 1)}.$$

On en déduit que la dispersion autour de la valeur moyenne est plus grande que pour un nuage neutre. Mais pour $p = 10$ par exemple, la différence ne dépasse pas quelques centimètres. On peut donc, ici encore, supposer que toutes les gouttelettes portent la charge moyenne.

Jusqu'ici les calculs ne tiennent pas compte du champ $\vec{E}$ dû à l'ensemble des charges extérieures ou intérieures du nuage, et que l'on peut considérer comme uniforme à l'échelle d'une gouttelette, à part la déformation causée par l'induction électrostatique. Pour les champs de l'ordre de 100 V/m rencontrés dans les nuages non orageux, on voit que l'influence de $\vec{E}$ sur la densité ionique est faible en comparant ce qu'on obtient en supposant comme précédemment le champ nul, ou bien la diffusion nulle. La première hypothèse conduit à des densités de l'ordre de 50. Dans la seconde les gouttelettes

constituent de petits obstacles de surface efficace $3\pi a^2$ au milieu du courant ionique de vitesse $K\vec{E}$. La densité, égale à $q/3\pi N a^2 KE$, est de l'ordre de 3000. L'action de la diffusion est donc beaucoup plus énergique que celle du champ, qui interviendra seulement par un terme correctif. Dans le cas d'un nuage ni trop dense ni trop dilué, j'ai pu obtenir une valeur approchée de ce terme en cherchant à déterminer une fonction densité locale n dotée des propriétés suivantes : c'est une constante $\overline{n'_0}$ sauf dans des sphères centrées sur les gouttelettes. Le diamètre d'une sphère est choisi égal ou supérieur à la distance de la gouttelette la plus proche; deux de ces sphères au moins sont tangentes et aucune sphère n'en coupe une autre. Dans une sphère, n n'est fonction que des coordonnées définies par un trièdre trirectangle $Oxyz$ d'origine au centre de la gouttelette, d'axe Oz parallèle au champ. Supposant la gouttelette neutre, ce qui ne change rien à la marche des calculs, ni aux conclusions, n est la solution de l'équation

$$\operatorname{div}(D \operatorname{grad} n + kn \operatorname{grad} V) = 0$$

prenant la valeur o sur la surface de la gouttelette et la valeur $\overline{n'_0}$ sur celle de la sphère. En passant aux variables x et u définies par $r = ax$, $z = ru$ et en posant $\gamma = KEa/D$, l'équation devient

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(x^2 \frac{\partial n}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial u}\left[(1-u^2)\frac{\partial n}{\partial u}\right] + \gamma\left[u\left(1+\frac{2}{x^3}\right)x^2\frac{\partial n}{\partial x} + \left(x - \frac{1}{x^2}\right)(1-u^2)\frac{\partial n}{\partial u}\right] = 0.$$

On peut obtenir n sous forme d'un développement en série suivant les puissances de γ. La valeur de $\overline{n'_0}$ s'en déduit ensuite en faisant le bilan des gains et des pertes d'ions dans 1^{cm}; $2d = (2\pi A)^{-\frac{1}{3}}$ étant la distance la plus probable d'une gouttelette à sa plus proche voisine, on trouve pour $\overline{n'_0}$ la valeur approchée $\overline{n_0}[1 - \gamma^2(d/12a)]$.

La correction du second ordre est de 0,002 pour $E = 100$ V/m. Elle n'intervient pas, étant données les limites de la précision expérimentalement et théoriquement accessible.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur une cause d'erreur apportée dans le dosage du crotonylsénevol des graines de Colza par la présence d'autres composés sulfurés volatils.* Note de M. **Émile André** et M[me] **Madeleine Kogane-Charles**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons indiqué [1] qu'il existe dans les graines de Colza une essence sulfurée très volatile qui passe directement en solution dans les dissolvants organiques quand on extrait l'huile fixe. Cette huile essentielle possède une odeur très marquée de Chou. C'est à elle que l'huile de Colza doit son odeur

---

[1] *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 327; **217**, 1943, p. 301; **218**, 1944, p. 850.

désagréable. La proportion de cette essence, dans les graines de colza que nous avons eu l'occasion d'étudier, est très variable; nous pouvons dire cependant que dans la plupart des cas elle est assez importante.

D'autre part on sait depuis longtemps que les graines de Colza contiennent un glucoside, que l'on a appelé *gluconapine,* dont le dédoublement fermentaire fournit une autre essence sulfurée constituée par du crotonylsénevol.

Ces deux huiles essentielles présentent chacune leur inconvénient. C'est à la première qu'il faut attribuer l'odeur désagréable que prend le lait des vaches laitières partiellement nourries avec du tourteau de Colza; c'est à la seconde qu'il faut attribuer les accidents toxiques observés en maintes circonstances chez les animaux après absorption de tourteau de Colza. Le crotonylsénevol possède des propriétés irritantes; il provoque des brûlures sur les muqueuses du tube digestif et l'on a souvent enregistré des accidents mortels.

Il est d'usage de titrer le crotonylsénevol que peuvent dégager les graines ou le tourteau de Colza, après macération dans l'eau, par la méthode que l'on emploie pour titrer l'allylsénevol dégagé des graines de moutarde noire dans les mêmes conditions. Cette méthode est classique; elle est adoptée par les Pharmacopées de presque tous les pays. Rappelons sommairement que l'allylsénevol réagissant avec l'ammoniaque donne une thiourée, la thiosinamine; celle-ci est décomposée par le nitrate d'argent et le soufre qu'elle contient passe à l'état de sulfure d'argent; on opère en présence d'un excès de réactif; le titrage volumétrique de l'argent qui n'a pas réagi permet de connaître la quantité de thiosinamine entrée en réaction avec la quantité disparue.

Dans un travail consciencieux et soigné, Charles Brioux ([2]) a étudié en détail l'application de cette méthode au dosage du crotonylsénevol que peuvent dégager les graines et les tourteaux de Colza; il a montré que la méthode est assez infidèle et qu'il faut s'entourer de nombreuses précautions pour obtenir des résultats à peu près concordants. Nous avons pensé que ces déboires sont dus à l'existence de l'essence à odeur de Chou, constituée par des composés sulfurés non azotés que nous croyons être, pour une part, des mercaptans. Il était possible de vérifier l'exactitude de cette hypothèse. En effet, si l'on peut doser la thiosinamine volumétriquement par la méthode au nitrate d'argent, on peut aussi la doser en la récupérant de ses solutions par évaporation et en la pesant ensuite. Si l'essence à odeur de Chou apportait un trouble dans la méthode de dosage par l'argent, il était probable qu'elle n'en apporterait pas ou qu'elle en apporterait un moins grand dans le dosage par pesée à l'état de thiosinamine cristallisée. Nos prévisions se sont vérifiées.

Nous avons étudié comparativement, au point de vue du dosage des sénevols, des graines de Moutarde noire et des graines de Colza ordinaire, et nous avons

---

([2]) *Annales de la Science agronomique,* 3e série, **6**, 1911, pp. 241 et 321.

appliqué aux unes et aux autres : 1° la méthode à l'argent; 2° la méthode par pesée à l'état de thiosinamine correspondant soit à l'allylsénevol (Moutarde), soit au crotonysénevol (Colza).

Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau suivant :

Nature des graines.	Quantité de soufre des sénevols obtenus. à partir de 100g de graines. Par la méthode à l'argent.	Par la pesée de la thiosinamine.
Moutarde noire....................	0,251	0,249
Colza ordinaire....................	0,073	0,061

Couclusion. — La méthode du dosage du sénevol par le nitrate d'argent, après transformation en thiosinamine, donne de bons résultats en ce qui concerne la graine de Moutarde noire; dans le cas de la graine de Colza, la présence d'autres composés sulfurés volatils apporte une importante cause d'erreur; il conviendra d'étudier comment on pourrait la supprimer sans être obligé de recourir au dosage long et laborieux par pesée de la thiosinamine.

GÉNÉTIQUE. — *Pigment pourpre dans les hybrides de Blés, français et chinois.* Note de M. **Kuo-Chun Chin**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Dans une Note relative au pigment pourpre dans les hybrides de Blés, Engrains et Froments (*Tr. Monococcum* × *Tr. vulgare*), nous avons (1) conclu que le pigment pourpre que l'on trouve dans les hybrides de Blés forme une série de caractères mendéliens sans relation avec les manifestations automnales du pigment authocyanique. Il est intéressant de savoir si ce phénomène peut être généralisé à d'autres cas d'hybrides de Blés. Voici ce qui se passe dans les croisements de Blés de France et de Chine.

En 1938 nous avons introduit quelques variétés de Blés chinois en France, semés à la Station de recherches Berthelot (Bellevue, S.-et-O.) et choisi quelques plants de Blés chinois comme géniteurs avec quelques variétés françaises ou étrangères. En été nous avons réussi à obtenir une vingtaine d'hybrides dont nous poursuivons l'étude à Bellevue. A partir de 1942, pour compléter le contrôle, nous avons semé une partie de ces hybrides aux Établissements Vilmorin à Verrières-le-Buisson (S.-et-O.); à ce jour nous possédons la sixième génération. Après sept ans d'observation nous avons quelques résultats précis relatifs à la transmission du pigment pourpre dans une série d'hybridations de Blés franco-chinois.

La caractéristique du Blé chinois a déjà été indiquée par Percival dans son Ouvrage *The wheat plant* (1921); il ne fait que signaler les grains pourpres de quelques variétés. Ce qui nous intéresse surtout est la transmission héréditaire

(1) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 975.

du pigment pourpre dans le Blé chinois. Parmi les six variétés de Blé chinois que nous avons reçues, il y a une variété s'appelant le *Blé pourpre d'Ngan-King* (capitale de province de Ngan-Hwei) à grains présentant la couleur pourpre; certainement l'enveloppe de ces grains contient le pigment pourpre. Dans une autre variété *Blé rouge de Han-Kéou* (partie centrale de la province de Hou-Pei), on trouve aussi des grains pourpres en proportion de 20 %. Ces deux variétés de Blé sont en effet assez mélangées et présentent des aspects divers. D'après la couleur pourpre nous pouvons les classer en plusieurs catégories (sortes) avec stabilité contrôlée depuis 1940 :

A. *Blé pourpre de Ngan-King*. — A_1. Un peu de couleur pourpre sur les plantules; la couleur de tige, mélange de pourpre et de vert; c'est-à-dire, une partie de chaumes de couleur ponrpre; une partie verte ou blanchâtre au mois de juin.

A_2. Pas mal de couleur pourpre sur les plantules, une partie des plantes portant la couleur pourpre sur tout le chaume de la base au sommet; une partie des plantes portant la couleur pourpre sur une partie de chaume, le reste portant la couleur verte ou blanche au mois de juin.

A_3. Un peu de couleur pourpre sur les plantules, pas de couleur pourpre sur les tiges, mais grains pourpres.

B. *Blé rouge de Han-Kéou*. — B_1. Pas mal de couleur pourpre sur les plantules, beaucoup de couleur pourpre sur toute la tige, épi pourpre.

B_2. Très peu de couleur pourpre sur les plantules, chaume en général blanc et vert, très peu de chaumes portant un peu de couleur pourpre, épi pourpre.

B_3. Très peu de couleur pourpre sur les plantules; presque toutes les plantes portent la couleur pourpre sur toutes les parties de leurs chaumes; dans certaines plantes, la partie supérieure des chaumes porte un peu moins de pourpre que la partie inférieure et les épis sont blancs.

B_4. Pas mal de couleur pourpre sur les plantules; presque toutes les plantes portent la couleur pourpre de la base au sommet des chaumes, sauf sur la partie couverte par les gaines des feuilles, épi pourpre et rougeâtre en mélange.

Nous avons utilisé *Tr. vulgare*, var. Blé pourpre de Ngan-King comme mère en fécondant avec *Tr. vulgare*, var. *Manitoba*, froment européen comme père. Le nom de Manitoba donné à ce Blé indique réellement la provenance retour d'Amérique plutôt qu'un nom de variété définie; il se présente d'ailleurs ordinairement comme un mélange de plusieurs sortes où le Blé *Red Fife* domine. Mon échantillon vient de l'École nationale d'Agriculture de Grignon où on le cultive depuis de nombreuses années. Peut-on le considérer comme un Blé français? Nous ne trouvons aucune trace de couleur pourpre ni sur les plantules, ni sur les tiges, ni sur les grains.

Après croisement de ces ceux Blés, nous avons obtenu des descendances présentant divers aspects au point de vue de leur coloration. Une seule lignée montre très peu de couleur pourpre sur les plantules, sur les gaines de feuilles

et sur les chaumes; une autre lignée n'a aucune trace de couleur pourpre sur les différentes parties des plantes à différentes périodes. Une troisième lignée, issue du même croisement, a des traces pourpres sur certains pieds; il n'y en a pas sur certains autres. Pour une quatrième lignée la couleur pourpre est très abondante sur les gaines de feuilles et sur les tiges, de la base au sommet de la plante. Enfin une cinquième lignée montre la couleur pourpre surtout sur la partie moyenne des chaumes; au-dessous et au delà il y en a beaucoup moins. Le phénomène de disjonction de la couleur pourpre est très net dans ces hybrides.

Nous avons utilisé *Tr. vulgare*, var. Blé rouge de Han-Kéou comme mère en le fécondant par le Blé français *Tr. vulgare*, var. *D. C. Tourneur* comme père. L'origine de ce Blé est inconnue, il a été obtenu par Tourneur (France). Nous n'y trouvons aucune trace de couleur pourpre ni sur les plantules, ni sur les gaines de feuilles, ni sur les chaumes, ni sur les grains. Après le croisement, leurs descendances présentent divers aspects comme dans le premier cas entre la variété de Blé pourpre de Ngan-King avec Manitoba. Un point est digne d'être noté. C'est un anneau de couleur pourpre, qui apparaît au-dessous du nœud de certains chaumes, présenté surtout dans la partie moyenne; le phénomène de la disjonction de la couleur pourpre est très net comme dans le premier cas.

En conclusion, le pigment pourpre des hybrides de Blés forme, une fois de plus, une série de caractères mendéliens à distribution locale irrégulière comme dans le croisement des espèces *Tr. vulgare* et *Tr. Monococcum*, mais avec des disjonctions où *vulgare* épuré ne porte plus traces de ce pigment.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la présence dans le lait de vache de deux pyrophosphatases accumulables dans le beurre et le babeurre.* Note de MM. **Gustave Guittonneau**, **René Chevalier** et **Henri Jarrousse**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

En étudiant des beurres préparés avec des crèmes crues et qu'on avait fondus par un chauffage modéré (45°), nous avons reconnu que la phase aqueuse du produit renferme une proportion très notable de pyrophosphatases. A notre connaissance l'existence de ces diastases n'avait encore été signalée ni dans les beurres, ni dans le lait dont ils dérivent. Nous les avons étudiées.

Dans nos essais, les apports diastasiques ont été assurés par des prélèvements de $0^{cm^3},5$ effectués soit dans la phase non grasse du beurre fondu centrifugé, soit dans le babeurre, soit encore dans la crème ou dans le lait. Le substrat était constitué par du pyrophosphate de sodium dissous à raison de 1,5 % dans diverses solutions tampons dont l'ensemble constituait une échelle de pH de 19 échelons compris entre pH 3,6 et 10. Les mélanges tampons auxquels nous avons eu recours sont des types classiques indiqués par Clark [1]. Les solutions

[1] *The determination of hydrogen ions*, 1922, 2e édit., pp. 106 et 107.

tampons ont été préparées en partant d'eau bidistillée saturée de chloroforme de manière à éliminer éventuellement toute action microbienne. Chaque prise d'essai recevait 10^{cm^3} des solutions de substrat tamponné. Les tubes subissaient ensuite une incubation de 12 heures à 38°. Puis la diastase était détruite par un chauffage de 2 minutes à 100° et, après ce chauffage, les protéines étaient éliminées par précipitation à l'acide trichloracétique. L'activité de la pyrophosphatase était alors recherchée en déterminant dans le liquide clair la quantité d'acide pyrophosphorique transformée en acide orthophosphorique sous l'action des pyrophosphatases.

Pour effectuer cette détermination, nous avons mis à profit des données classiques et notamment celles qu'ont rappelées T. Raoul et M. Vinet dans un Mémoire récent ([2]). Nous avons été ainsi amenés à faire appel à une réaction céruléomolybdique suivie d'un dosage colorimétrique à l'électrophotomètre de P. Meunier en lumière rouge. L'examen du contenu de tubes témoins chauffés pendant 2 minutes à 100°, avant toute incubation, permettait de déterminer simultanément la quantité d'acide orthophosphorique préexistant dans les prises d'essais et celle qui provenait de la légère hydrolyse de l'acide pyrophosphorique au cours du traitement des échantillons à l'acide trichloracétique et au réactif sulfomolybdique. Par différence on obtenait la quantité d'acide orthophosphorique apparue pendant les 12 heures d'incubation sous l'influence des pyrophosphatases. C'est cette quantité, exprimée en millièmes de milligramme (γ) et rapportée à 1^g de la substance étudiée, que nous avons considérée comme représentant l'activité pyrophosphatasique de cette substance.

L'application de la méthode ci-dessus résumée nous a permis de déterminer la répartition des pyrophosphatases dans le lait, la crème et la partie aqueuse du beurre fondu.

Nous avons ainsi reconnu que les pyrophosphatases se trouvent à faible concentration, dans le lait entier, qu'elles sont absentes du lait parfaitement écrémé, ainsi que de la matière grasse du lait préalablement purifiée. On les trouve par contre dans les crèmes en proportion d'autant plus importante que la richesse en matière grasse du produit examiné est plus élevée. Ces particularités conduisent à l'idée que les pyrophosphatases sont sans doute liées au film protéique qui entoure immédiatement les globules gras, comme le sont les esthérophosphatases, d'après les recherches de Rimpila et Palmer ([3]). Abondantes, ainsi que nous l'avons déjà indiqué, dans la phase aqueuse du beurre fondu, c'est-à-dire dans les gouttelettes liquides qui s'étaient émulsionnées dans le substratum lipidique lors de la formation du beurre, on conçoit que ces diastases doivent être abondantes également dans le liquide, de compo-

---

([2]) *Bull. Soc. Chimie Biol.*, 4-6, 1941, p. 213.
([3]) *Journal of Dairy Science*, 18, 1935, p. 831.

sition analogue à celui qui a donné naissance aux gouttelettes et qui reste dans la baratte lors de la séparation du beurre (babeurre). L'expérience nous a confirmé que le babeurre est en effet riche en pyrophosphatases. Aussi est-ce souvent à ce produit, qu'on se procure facilement à peu de frais, que nous avons fait appel pour la conduite de nos études.

Dans une expérience de base par exemple, nous avons étudié la richesse en pyrophosphatase d'un même babeurre à des pH variant de 3,6 à 10. L'essai a fait ressortir deux zones d'activité pyrophosphatasique maxima, l'une au voisinage de pH 4,2, l'autre dans la zone pH 7,6-7,8.

Pour expliquer cette donnée expérimentale, on peut retenir entre autres hypothèses celle de l'existence de deux pyrophosphatases qui se différencieraient par le pH optimum de leur activité. Appelons, dans l'ordre où elles se présentent dans le résumé ci-dessus, P_1 et P_2 ces deux pyrophosphatases hypothétiques. On a pensé que, si elles existaient réellement, les deux diastases distinctes avaient sans doute des températures mortelles différentes. Or nous avons réussi à déterminer ces températures mortelles en opérant sur des babeurres chauffés à différentes températures et dont on étudiait l'activité pyrophosphatasique à pH 4,2 et à pH 7,8. Nous avons ainsi trouvé que P_1 résiste à un chauffage de 50 minutes à 73° et n'est détruite que par un chauffage de 2 minutes à 82°. P_2 est beaucoup moins résistante à l'action de la chaleur et elle a perdu toute son activité après 20 minutes de chauffage à 63°.

Conclusion. — L'ensemble des observations rapportées ou évoquées dans cette Note nous autorise à retenir l'idée qu'il existe, dans le lait de vache, deux pyrophosphatases distinctes accumulables dans les beurres et les babeurres non pasteurisés.

La séance est levée à 17h.

A. Lx.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de juin 1944.

Bourganeuf, Ville médiévale, par Jean Butaud. Bourganeuf, Imprimerie Rebière, 1944; 1 fasc. 21cm,5.

FIN DU TOME DEUX-CENT-DIX-HUITIÈME.

COMPTES RENDUS

DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

TABLES ALPHABÉTIQUES.

JANVIER — JUIN 1944.

TABLE DES MATIÈRES DU TOME 218.

I. — PARTIE SCIENTIFIQUE.

A

B

C

D

E

F

G

H

I

J

L

M

N

O

P

Q

R

S

U

V

Z

II. — PARTIE ACADÉMIQUE.

A

B

C

D

E

F

H

M

N

S

TABLE DES AUTEURS.

A

B

C

D

E

F

G

H

K

L

M

N

O

P

Q

R

S

T

W

Y

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE DES COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
125670-47 Paris. — Quai des Grands-Augustins, 55.